



D. ULPIANO RUIZ-RIVAS HERNANDO

con D. N. I. : 822.785

A U T O R I Z A :

Que su tesis doctoral con el título:
"DINÁMICA DE VORTICIDAD EN EL CAMPO
CERCANO DE UN CHORRO CON COFLUJO Y
SOMETIDO A FORZADO AXIAL" pueda ser
utilizada para fines de investigación por parte de la
Universidad Carlos III de Madrid.

Leganés, 21 de febrero de 2000.

A handwritten signature in black ink, consisting of stylized, overlapping letters, is positioned above the printed name. The signature appears to be 'Ulpiano Ruiz-Rivas'.

Fdo.: Ulpiano Ruiz-Rivas Hernando



UNIVERSIDAD CARLOS III DE MADRID
DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA MECÁNICA

TESIS DOCTORAL



**DINÁMICA DE VORTICIDAD EN EL
CAMPO CERCANO DE UN CHORRO CON
COFLUJO Y SOMETIDO A FORZADO AXIAL**

AUTOR: ULPIANO RUIZ-RIVAS HERNANDO

DIRECTOR: ANTONIO LECUONA NEUMANN

Leganés, 2000

TESIS DOCTORAL

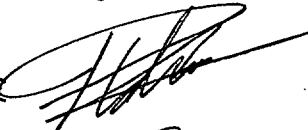
DINÁMICA DE VORTICIDAD EN EL CAMPO CERCANO DE UN CHORRO CON COFLUJO Y SOMETIDO A FORZADO AXIAL

Autor: Ulpiano Ruiz-Rivas Hernando


Director: Antonio Lecuona Neumann


Tribunal Calificador:

Presidente: DHALE LINDY HIDRIVER 

Vocales: PEDRO RODRIGUEZ AURENT 

DONATO VIEDMA ROBLES 

FRANCISCO TIVAUT FLUJA 

Vocal Secretario: JOSE I. NOGUEIRA GONZALEZ 

Calificación: SOBRESALIENTE "CUM LAUDE" POR UNANIMIDAD

Leganés, 21 de FEBRERO de 2000

**De distancias llevadas a cabo, de resentimientos infieles,
De hereditarias esperanzas mezcladas con sombra,
De asistencias desgarradoramente dulces
Y días de transparente veta y estatua floral.
Qué subsiste en mi término escaso, en mi débil producto?**

**... y su forma guerrera, su círculo seco
se desploma de súbito en hilos lineales
como filos de espadas o herencias del humo.**

Pablo Neruda.

**Sans thèse! cria d'Artagnan, sans thèse! Je demande la
supression de la thèse, moi!**

Alexandre Dumas



Agradecimientos

Quiero mostrar mi agradecimiento a Antonio Lecuona, director de esta Tesis Doctoral, por introducirme en el mundo de la mecánica de fluidos experimental y por sus continuos comentarios y correcciones. Quiero agradecerle especialmente la labor realizada en las medidas en aire, comentadas en el capítulo 3. En esta labor contribuyó notablemente Pedro Rodríguez, cuya continua colaboración y ayuda han resultado indispensables para mí.

Asimismo, quiero agradecer su apoyo y colaboración a Mercedes de Vega, Diego Peinado, José Alfaro, José Nogueira, David Arzoz, Marcelo Izquierdo, Luis Pacheco, Rafa Rebolo, Manolo Santos, David Díaz, Carlos Martínez, Antonio Sánchez, Imma Iglesias, Damián Mellado, Raúl Sánchez, Gustavo Rubio, Alicia Chocarro, Juan Manuel Sánchez, Ernesto García Ares, José Manuel Aranda, Alejandro Varez y, en definitiva, a todos aquellos que me han ayudado durante estos años.

Resumen

La estructura de un chorro con coflujo y sometido a forzado axial es estudiada experimentalmente en el campo cercano. El flujo es isoterma e incompresible. Las medidas experimentales han consistido en visualizaciones del flujo en planos longitudinales y transversales y medidas simultáneas de dos componentes del vector velocidad, mediante PIV (Particle Image Velocimetry), en una retícula de puntos contenida en un plano longitudinal. Estas medidas se realizan en dos instalaciones distintas (pero geométricamente similares) y para diversos valores de los números adimensionales de relevancia (Reynolds, Strouhal, amplitud de forzado, etc.).

Las medidas experimentales han permitido clarificar el comportamiento del flujo en el campo cercano. Los resultados muestran que las configuraciones que toma el flujo no difieren en sus características fundamentales al variar el número de Reynolds. Por ello, se considera aceptable modelar el flujo mediante razonamientos de dinámica de vorticidad no viscosa, simplificando el flujo en estructuras de vorticidad concentrada, en hilos o capas, que se mueven solidariamente al flujo.

Para estudiar los efectos tridimensionales de forma unívoca, se añade al flujo una nueva perturbación, acimutal, de baja intensidad. Esta perturbación ancla las organizaciones acimutales del flujo a un número de onda prefijado.

En los experimentos se ha observado la aparición, desarrollo e interacciones entre tres estructuras diferentes de vorticidad. Las dos primeras estructuras corresponden al desarrollo de las inestabilidades axial y acimutal del chorro interior, ancladas y amplificadas por las dos excitaciones ortogonales. La tercera estructura tiene una organización inicial similar a la de la primera (anillos de vorticidad), pero contrarrotatoria. Esta estructura de vorticidad acimutal “negativa” es el resultado de diversos efectos sobre el labio de salida: 1) la aparición de

velocidades radiales de succión, inducidas por un anillo de vorticidad de la primera estructura, formado previamente; 2) la existencia del flujo exterior; y 3) la posible aparición de zonas de baja velocidad en el chorro interior, a causa del forzado axial al que es sometido. Por tanto, la formación de esta tercera estructura depende fuertemente de las condiciones del forzado axial y de la corriente exterior. Su aparición o no en el flujo como una estructura de vorticidad concentrada dependerá de dichas condiciones. Ambos casos (los de aparición o no de la estructura terciaria) han sido estudiados.

La organización del flujo en el campo cercano responde a las interacciones de estas estructuras. Se muestran las diversas configuraciones geométricas que pueden aparecer, dependiendo de las características dinámicas del flujo y del forzado axial. Estas configuraciones son modeladas mediante razonamientos de dinámica de vorticidad no viscosa. El efecto de los diferentes parámetros del flujo es analizado.

Abstract

The near field structure of axisymmetric coflowing jets, subjected to an inner axial forcing, is studied experimentally. The flow presented here is isothermal and incompressible. The experimental measurements consist of flow visualizations along longitudinal and transverse planes of the flow as well as 2D-PIV (Particle Image Velocimetry) measurements of the velocity field in a diametrical plane. Two flow facilities (geometrically similar) have been used. Measurements were performed for different flow conditions, involving flow parameters as the Reynolds number, the Strouhal number (based on the axial forcing frequency), axial forcing amplitude, etc.

The experimental results obtained clarify the flow development in the near field. Several flow configurations have been disregarded, depending on the forcing parameters, but it has been shown that they remain unchanged in their fundamental characteristics when varying the Reynolds number. Therefore, an effort has been made in modeling the flow development by using inviscid vortex dynamics arguments, simplifying the flow in filaments of concentrated vorticity that move with the fluid.

In order to study the three-dimensional geometry of the flow field, an azimuthal perturbation has also been added. This perturbation locks the azimuthal instabilities to a given wavenumber.

The experimental results show the formation, development and interaction of three different vortex structures. The first and second structures correspond to the development of the well-known axial and azimuthal instabilities of the inner jet, locked and amplified by the two perpendicular excitations. The third structure involves azimuthal vorticity, as well as the first one, but with a sign change. It is the result of different effects in the exit lip of the flow, comprising velocity induction by a previously formed structure of the first type, the external boundary layer, and the incidence of low velocities in the inner flow due to the forcing.



Therefore, the formation of the third structure is strongly associated to the values of the axial forcing and the outer jet velocity. Thus, depending on the values of such parameters the third structure could appear (or not) as a concentrated vortex structure.

The flow development in the near field is controlled by the interaction of these vortex structures. Depending on the values of the different flow and forcing parameter, several configurations have been shown. These configurations have been observed and explained via inviscid vortex dynamics. The effect of the different parameters has been analyzed.

Índice general

1. INTRODUCCIÓN.	1.1 A 1.10
2. FUNDAMENTOS.	2.1 A 2.35
2.1 INTRODUCCIÓN.	2.1
2.2 ESTRUCTURAS COHERENTES DE GRAN ESCALA.	2.1
2.2.1 Estructuras naturales o forzadas.	2.5
2.3 DINÁMICA DE VORTICIDAD DE CAPAS DE CORTADURA PLANAS.	2.6
2.3.1 Evolución de la capa de cortadura: origen y desarrollo de estructuras.	2.7
2.3.2 Influencia sobre el mezclado.	2.15
2.3.3 Tipos de forzado perpendicular al flujo. Comparación.	2.18
2.4 DINÁMICA DE VORTICIDAD EN CHORROS.	2.20
2.5 DINÁMICA DE VORTICIDAD EN CHORROS CON FLUJO PARALELO.	
ANTECEDENTES DIRECTOS DEL PRESENTE ESTUDIO.	2.29
2.5.1 Resultados del estudio de [Lasheras, Liñán, Lecuona y Rodríguez 1992].	2.31
2.6 OTROS ASPECTOS DE INTERÉS PARA EL PRESENTE TRABAJO.	2.33
2.6.1 Inestabilidad local y global. Chorros absolutamente inestables.	2.33
2.6.3 Problemas de la visualización.	2.34
2.6.4 Aplicaciones técnicas.	2.35
3. ESTUDIO DE VISUALIZACIÓN DE UN CHORRO DE AIRE FORZADO Y CON FLUJO PARALELO.	3.1 A 3.35

3.1. INTRODUCCIÓN.	3.1
3.2. CONFIGURACIÓN EXPERIMENTAL.	3.2
3.2.1. Túnel aerodinámico.	3.2
3.2.2. Técnica de medida.	3.5
3.3. APROXIMACIÓN TEÓRICA A LA VARIACIÓN DEL PERFIL DE VELOCIDADES DEL FLUJO INTERIOR A LO LARGO DE UN PERIODO DEL FORZADO AXIAL.	3.7
3.4. PLANTEAMIENTO INICIAL DEL PROBLEMA.	3.10
3.5. RESULTADOS EXPERIMENTALES Y DISCUSIÓN	3.11
3.5.1. Efecto de los parámetros de forzado sobre la geometría del flujo.	3.12
3.5.2. Organización acimutal de las estructuras de vorticidad acimutal.	3.21
3.5.3. Estructura tridimensional del flujo. Medidas longitudinales y transversales en fase para una configuración de avance en valle.	3.23
4. TÉCNICA DE MEDIDA	4.1 A 4.24
4.1 INTRODUCCIÓN	4.1
4.2 CONCEPTOS BÁSICOS DE PIV (VELOCIMETRÍA POR IMÁGENES DE PARTÍCULAS).	4.3
4.3 MONTAJE EXPERIMENTAL	4.6
4.3.1 Características de la medida	4.7
4.4 LIMITACIONES DEL PIV	4.8
4.5 PIV DE ALTA RESOLUCIÓN (<i>LOCAL FIELD CORRECTION</i> PIV).	4.11
4.6 CARACTERÍSTICAS ESTADÍSTICAS Y CONVERGENCIA DE LA MEDIDA DE PIV.	4.12
4.7 ALGORITMOS DE DERIVACIÓN	4.14
4.8 SEMBRADO	4.15
4.8.1 Comportamiento dinámico. El número de Stokes	4.17
4.8.2 Elección del sembrado	4.19
4.9 MEDIDAS DE VISUALIZACIÓN MEDIANTE PLIF.	4.22
5. INSTALACIÓN EXPERIMENTAL.	5.1 A 5.18
5.1 INTRODUCCIÓN.	1
5.2. EL TÚNEL HIDRODINÁMICO.	1
5.2.1. Características de diseño	2
5.2.2. Alimentación y control del túnel hidrodinámico	6

5.2.3. Sistema de forzado	8
5.3. CARACTERIZACIÓN DE LA INSTALACIÓN.	9
5.3.1. Resultados numéricos.	9
5.3.2. Comprobaciones experimentales.	14
5.3.3. Medidas de velocidad mediante PIV.	14
5.3.3.1. Caracterización del flujo natural.	14
5.3.3.2. Caracterización del sistema de forzado.	16
6. MEDIDAS EXPERIMENTALES.	6.1 A 6.76
6.1. CARACTERÍSTICAS DE LOS FLUJOS ESTUDIADOS.	6.2
6.2. VISUALIZACIÓN DEL FLUJO.	6.3
6.2.1. Flujo natural.	6.4
6.2.2. Flujos forzados.	6.7
6.2.2.1. Primer flujo: $re = 4500$, $ur = 0.6$	6.7
6.2.2.2. Segundo flujo: $re = 7000$, $ur = 0.7$	6.18
6.3. MEDIDAS MEDIANTE PIV.	6.36
6.3.1. Medida de velocidad.	6.36
6.3.1.1. Velocidad de propagación de la estructura primaria	6.42
6.3.1.2. Campo de velocidades junto al labio de salida.	6.45
6.3.2. Variables asociadas.	6.46
6.3.2.1. Vorticidad.	6.50
6.3.2.2. Deformación.	6.52
6.3.2.3. Discusión de los mapas de vorticidad y deformación .	6.62
6.3.2.3.1. <i>Configuración de avance en valle.</i>	6.62
6.3.2.3.1.1. Origen de la estructura terciaria.	6.63
6.3.2.3.1.2. Desarrollo de la estructura terciaria.	6.65
6.3.2.3.2. <i>Configuración de avance en vértice.</i>	6.66
6.3.2.4. Vorticidad máxima de las dos estructuras.	6.67
6.3.2.5. Otras magnitudes derivadas.	6.69
6.3.2.5.1. <i>Presión.</i>	6.69
6.3.2.5.2. <i>Velocidad acimutal.</i>	6.71
6.3.2.5.3. <i>Coefficiente de zona.</i>	6.73

7. ANÁLISIS Y DISCUSIÓN DE LOS RESULTADOS	7.1 A 7.31
7.1. ANÁLISIS DE LAS CONFIGURACIONES CON TRES ESTRUCTURAS DE VORTICIDAD CLARAMENTE DIFERENCIADAS.	7.2
7.1.1. Evolución de los dos anillos contrarrotatorios de vorticidad acimutal: avance lateral del flujo y aparición de eyecciones.	7.4
7.1.1.1. Organización acimutal: configuraciones de avance en valle y en vértice.	7.10
7.1.1.2. Eyecciones laterales autopropulsadas.	7.14
7.1.2. Evolución de la estructura secundaria.	7.15
7.1.3. Esquema global	7.23
7.2. ANÁLISIS DE LA CONFIGURACIÓN CON DOS ESTRUCTURAS DE VORTICIDAD CLARAMENTE DIFERENCIADAS.	7.24
7.3. LONGITUD DE ONDA DE LA ESTRUCTURA PRIMARIA	7.28
7.4. ESTRUCTURA INTERNA DE LOS VÓRTICES PRIMARIOS	7.30
8. CONCLUSIONES Y DESARROLLOS FUTUROS.	8.1 A 8.6
APÉNDICE A. Análisis estadístico de las estructuras de vorticidad.	A.1 A A.4
APÉNDICE B. Succión del chorro interior.	B.1 A B.4
APÉNDICE C. Vortex dynamics of axially and azimuthally forced jets.	C.1 A C.39
REFERENCIAS.	i A viii

Índice de figuras.

CAPITULO 1

Figura 1.1. Esquema del flujo estudiado. Perfil de velocidades a la salida.	4
---	---

CAPITULO 2

Figura 2.1. Esquema del campo de esfuerzos.	8
Figura 2.2. Detalle de las estructuras longitudinales aún no desarrolladas. El eje z marca la dirección del flujo (AA en la figura 2.1) y el eje y la dirección transversal a la capa plana. En el plano zy puede observarse un esquema de las direcciones del campo de esfuerzos esquematizado en la figura 2.1. Tomado de [Lin y Corcos 1984]	8
Figura 2.3. Desarrollo de la estructura secundaria bajo el campo de esfuerzos creado por la estructura primaria. Tomado de [Lin y Corcos 1984]	9
Figura 2.4. Esquema de los movimientos auto-impuestos y sobre-impuestos en diferentes puntos de la estructura. Efecto de focalización. Tomado de [Lin y Corcos 1984]	10
Figura 2.5. Modelo de Bernal para la disposición de las estructuras secundarias en los braids. Tomado de [Bernal y Roshko 1986]	11
Figura 2.6. Mecanismo de formación de las estructuras secundarias a partir de filamentos de vorticidad presentes en los braids y perturbados a lo largo de su longitud por una pequeña perturbación sinusoidal. Tomado de [Lasheras y Choi 1988].	14
Figura 2.7. Transición de mezclado. En la gráfica se comparan resultados experimentales de [Konrad 1976] en flujos gaseosos con los de [Breidenthal 1981 y Kochesfahani y Dimotakis 1986] en agua, mostrando que la transición ocurre para similares números de Reynolds. Tomado de [Roshko 1991]	17
Figura 2.8. Similitud entre las perturbaciones longitudinales (sobre el eje x) y las transversales (sobre el eje y) en una capa de cortadura plana. Debido al campo de velocidades, la estructura rota sobre su eje, alineándose con la dirección de máximo esfuerzo. Tomado de [Lasheras y Choi 1988]	19

Figura 2.9. Modelo de la geometría de un chorro axisimétrico. Tomado de [Yule 1978].	22
Figura 2.10. Líneas de campo del campo de esfuerzos creado por las estructuras primarias del chorro, según el cálculo numérico de Martin y Meiburg. Puede observarse como el punto de remanso se desplaza hacia el interior con relación a su colocación ideal en una capa de cortadura plana. Tomado de [Martin y Meiburg 1991].	26
Figura 2.11. Esquema del proceso propuesto por Martin y Meiburg de reconexión de las estructuras secundarias. Tomado de [Martin y Meiburg 1991].	27
Figura 2.12. Alzado y vista lateral de la salida corrugada.	31
Figura 2.13. Procesos para la generación de filamentos de vorticidad reconectados que resultan en eyecciones laterales: a) eyección de vértice, b) eyección de valle o doblado de eyecciones. Tomado de [Lasheras et al. 1992].	32

CAPITULO 3

Figura 3.1. Esquema de la instalación experimental.	2
Figura 3.2. Esquema de los diferentes tipos de salidas lobuladas. a) alzado y planta; b) vista tridimensional. Nótese la nomenclatura para las diferentes posiciones acimutales de interés.	4
Figura 3.3. Esquema del dispositivo de medida.	6
Figura 3.4. Perfiles de velocidad axial adimensional para cuatro fases de la señal sinusoidal de forzado axial. $\Lambda = 1.57 \cdot 10^{-3}$, $\varepsilon = 1.02 \cdot 10^2$ ($St = 0.7$, $Re = 425$, $A_z = 0.64$).	8
Figura 3.5. Organización de la vorticidad acimutal en el campo cercano, en un plano diametral o meridiano. Zonas de concentración de vorticidad positiva y negativa. Imágenes tratadas para aumentar el contraste y facilitar la identificación de las estructuras. Nótese que sólo aparece la parte superior de la tobera en las imágenes.	11
Figura 3.6. Dos configuraciones típicas del flujo para distintas condiciones del forzado axial. Obsérvese la aparición de los dos tipos de estructuras de vorticidad acimutal (a y b) junto a la salida y el desarrollo de una organización acimutal (rotura de la simetría axial del flujo) aguas abajo.	12
Figura 3.7. Cortes longitudinales del flujo para distintas condiciones del forzado axial (frecuencia creciente de izquierda a derecha, amplitud de forzado creciente de arriba abajo). Utilización de una salida corrugada, que se observa a la izquierda de las imágenes. Las posiciones de valle (v) y vértice (c) aparecen definidas en la primera imagen. El flujo se desarrolla de izquierda a derecha.	14
Figura 3.7(b). Cortes longitudinales del flujo para distintas condiciones del forzado axial (frecuencia creciente de izquierda a derecha, amplitud de forzado creciente de arriba abajo).	15
Figura 3.8. Eyecciones en posiciones alineadas con valle. Las cuatro imágenes superiores muestran cuatro configuraciones a diferentes frecuencias y amplitudes de forzado axial. Se puede observar a) la salida dentada, b) el desarrollo de eyecciones laterales en valle, c) la ruptura de la conexión con el chorro, y quizá sea posible observar en algunas imágenes d) cierta vorticidad residual negativa producto de la reconexión (de acuerdo con el mecanismo de [Martin y Meiburg 1991]). Las cuatro imágenes inferiores muestran ampliaciones de las eyecciones en las que puede apreciarse su estructura de anillo. Para facilitar esa visión se ha realizado e) un tratamiento de las imágenes, que aparece debajo.	17

Figura 3.9. Aparición de estructuras de desarrollo lateral para el caso de una salida corrugada.	18
Figura 3.10. Cortes longitudinales para diferentes posiciones acimutales entre vértice (c) y valle (v).	21
Figura 3.11. Cortes longitudinales a lo largo del eje del flujo para diferentes fases de la señal de forzado axial. El flujo se desarrolla de izquierda a derecha, con la salida dentada visible en el margen izquierdo de cada imagen. En la parte superior, el haz de iluminación corta la salida en un vértice (c) y en la inferior en un valle (v).	24
Figura 3.12. Esquema del campo de estiramientos producido por dos anillos de vorticidad.	25
Figura 3.13. Cortes transversales del flujo a la salida ($z = 0$) para distintas fases del forzado. La imagen para fase 30° muestra las posiciones de valle (v) y vértice (c) de la salida dentada de 5 lóbulos. El esquema tridimensional en la esquina inferior derecha muestra la organización de las estructuras y explica el cambio de signo entre las estructuras interiores (fase 120° , por ejemplo) y las exteriores (fase 270°).	27
Figura 3.14. Cortes transversales del flujo a $z = D/2$ para distintas fases del forzado. La imagen para fase 30° muestra las posiciones de valle (v) y vértice (c) de la salida dentada de 5 lóbulos.	29
Figura 3.15. Cortes transversales del flujo a $z = D$ para distintas fases del forzado. La imagen para fase 30° muestra las posiciones de valle (v) y vértice (c) de la salida dentada de 5 lóbulos.	30
Figura 3.16. Cortes transversales del flujo a $z = 2D$ para distintas fases del forzado. La imagen para fase 30° muestra las posiciones de valle (v) y vértice (c) de la salida dentada de 5 lóbulos.	31
Figura 3.17. Cortes longitudinales del flujo a diferentes distancias del plano axial. Un esquema de la configuración experimental, mostrando los diferentes planos de medida, la posición de la cámara y la orientación de la tobera, puede verse en la esquina inferior izquierda. La fase de la señal de forzado es de 0° . El flujo se desarrolla de izquierda a derecha, con la salida dentada resaltada en el margen izquierdo de las imágenes.	33
Figura 3.18. Corte longitudinal del flujo con un campo de visión axial entre la salida y $z = 8D$. La fase de la señal de forzado es de 0° . El flujo se desarrolla de izquierda a derecha, con la salida dentada resaltada en el margen izquierdo de las imágenes.	34

CAPITULO 4

Figura 4.1. Configuración del sistema de medida para PIV	4
Figura 4.2. Configuración del sistema experimental	7
Figura 4.3. Respuesta en frecuencia del método de correlación cruzada para diferentes tamaños del área de interrogación. Tomado de [Willert y Gharib 1991].	8
Figura 4.4. Dos registros de PIV superpuestos. a) caso ideal, b) movimientos fuera del área de interrogación, c) gradiente de velocidad u/x .	10
Figura 4.5. Convergencia a la media de la medida de PIV. Tomado de [Lecuona et al. 1999].	13
Figura 4.6. Esporas de licopodio, vistas mediante microscopio electrónico.	20

Figura 4.7. Esporas de licopodio en descomposición, vistas con microscopio electrónico	21
Figura 4.8. Número de partículas en la imagen en función de la concentración de sembrado. Tomado de [Sánchez 1998].	22
Figura 4.9. Registro de PIV en agua sembrada con licopodio y mapa de vectores resultante.	23
Figura 4.10. Espectros de emisión y absorción de la Rodamina 6G en etanol.	24

CAPITULO 5

Figura 5.1. Esquema del túnel hidrodinámico	2
Figura 5.2. Tobera de salida de la corriente interior	4
Figura 5.3. Perfiles de las dos contracciones. Variación longitudinal del área de paso de las dos corrientes en las contracciones.	5
Figura 5.4. Esquema de la zona de desagüe (Planta y alzado).	6
Figura 5.5. Sistema de alimentación del túnel hidrodinámico	7
Figura 5.6. Salidas de tobera lobulada	8
Figura 5.7. Desarrollo de chorros en flujo paralelo confinados (tomado de [Hill 1965]).	9
Figura 5.8. Geometría del modelo simulado.	10
Figura 5.9. Aparición de recirculaciones en el flujo exterior.	11
Figura 5.10. Variación axial de la velocidad en el eje: Efecto de la salida a) sin fondo b) con fondo.	12
Figura 5.11. Distribución del modulo de la velocidad: a) sin fondo b) con fondo.	12
Figura 5.12. Distribución de la presión estática: a) sin fondo b) con fondo.	13
Figura 5.13. Velocidad. Líneas de corriente: a) corriente interior, b) corriente exterior.	13
Figura 5.14. Perfiles de velocidad e intensidad de turbulencia adimensionales para diferentes posiciones axiales. Flujo natural.	15
Figura 5.15. Perfiles de velocidad en la capa de cortadura. Flujo natural.	15
Figura 5.16. Perfiles de velocidad del flujo natural. Variación con la fase de la señal de forzado.	17

CAPITULO 6

Figura 6.1. Cortes longitudinales del flujo natural. El flujo se desarrolla de izquierda a derecha, pudiéndose observar en el margen izquierdo la salida lobulada de la tobera. Las imágenes son el negativo de las obtenidas realmente, por lo que las zonas donde existe sustancia fluorescente aparecen en tonos de gris. Las imágenes muestran un campo de visión entre 0 y 8D en la coordenada axial z.	5
Figura 6.2. Flujo natural medio. La media se ha obtenido sumando 64 imágenes instantáneas.	6
Figura 6.3. Corte longitudinal del flujo natural. $Re = 4500$, $uR = 0.6$. El flujo se desarrolla de izquierda a derecha, pudiéndose observar en el margen izquierdo la salida lobulada de la tobera. La imagen muestra un campo de visión entre 0 y 4D en la coordenada axial. La parte superior muestra el desarrollo del flujo en posiciones acimutales de vértice y la inferior en posiciones de valle.	7

Figura 6.4. Cortes transversales del flujo natural. El flujo se desarrolla perpendicular a la página y hacia fuera. La última imagen muestra el tamaño de la tobera. Como en todos los experimentos presentados en este capítulo, la tobera presenta un vértice (c) en su parte superior y un valle (v) en la inferior.	7
Figura 6.5. Cortes longitudinales para amplitud de forzado creciente. El flujo se desarrolla de izquierda a derecha. La tobera aparece en el margen izquierdo y presenta un vértice en su parte superior y un valle en la inferior.	11
Figura 6.6. Cortes longitudinales. Configuración de avance lateral en vértice. El flujo se desarrolla de izquierda a derecha. La tobera aparece en el margen izquierdo de la primera imagen. El área vista de la segunda imagen se encuentra entre las posiciones axiales 4D y 8D. Por encima del eje de la tobera se observa la configuración en las zonas alineadas con un vértice y debajo del eje se observa la configuración en las zonas alineadas con valle. La línea discontinua define la localización de los cortes transversales de la figura 6.7.	12
Figura 6.7. Cortes transversales a 2D de la salida de la tobera. Configuración de avance lateral en vértice. El flujo se desarrolla perpendicular a la página y hacia fuera. La imagen a muestra la sección de salida de la tobera. Nuevamente, la tobera presenta un vértice en su parte superior y un valle en la inferior.	14
Figura 6.8. Cortes transversales a 2D de la salida de la tobera. Configuración de avance lateral en vértice, amplitud de forzado alta. El flujo se desarrolla perpendicular a la página y hacia fuera.	16
Figura 6.9. Cortes transversales a 2D de la salida de la tobera. Configuración de avance lateral en vértice, amplitud de forzado alta. Caso particular. El flujo se desarrolla perpendicular a la página y hacia fuera.	17
Figura 6.10. Cortes longitudinales. Configuración de avance lateral en valle. El flujo se desarrolla de izquierda a derecha. La tobera aparece en el margen izquierdo con un valle en la parte inferior y un vértice en la superior. La línea discontinua muestra la localización de los cortes transversales de la figura 6.11	18
Figura 6.11. Cortes transversales a 2D de la salida de la tobera. Configuración de avance lateral en valle. El flujo se desarrolla perpendicular a la página y hacia fuera. Como siempre, la tobera presenta un vértice en su parte superior y un valle en la inferior.	19
Figura 6.12. Cortes longitudinales. Muy baja amplitud de forzado. El flujo se desarrolla de izquierda a derecha. La tobera aparece en el margen izquierdo con un valle en la parte inferior y un vértice en la superior.	21
Figura 6.13. Cortes longitudinales. Baja (a) y media (b) amplitud de forzado. El flujo se desarrolla de izquierda a derecha. La tobera aparece en el margen izquierdo con un valle en la parte inferior y un vértice en la superior.	22
Figura 6.14. Cortes longitudinales. Alta y muy alta amplitud de forzado. El flujo se desarrolla de izquierda a derecha. La tobera aparece en el margen izquierdo con un valle en la parte inferior y un vértice en la superior. Las flechas muestran la localización de la estructura terciaria, que es muy tenue.	24
Figura 6.15. Cortes longitudinales. Flujos medios para las cinco configuraciones presentadas, con una aproximación a la apertura del chorro en cada caso. Las medias se realizan sobre 64 imágenes instantáneas tomadas a 8 fases equiespaciadas a lo largo de un periodo de la señal de forzado axial. El flujo se desarrolla de izquierda a	

derecha. La tobera aparece en el margen izquierdo con un valle en la parte inferior y un vértice en la superior.	26
Figura 6.16. Cortes transversales del flujo a $z = D/2$ para diferentes configuraciones. La amplitud de forzado aumenta de arriba a abajo y la fase de izquierda a derecha. A la derecha de las imágenes b) aparece la escala del flujo.	28
Figura 6.17. Cortes transversales del flujo a $z = D$ para diferentes configuraciones. La amplitud de forzado aumenta de arriba a abajo y la fase de izquierda a derecha.	30
Figura 6.18. Cortes transversales del flujo a $z = 2D$ para diferentes configuraciones. La amplitud de forzado aumenta de arriba abajo y la fase de izquierda a derecha.	32
Figura 6.19. Cortes transversales del flujo a $z = 4D$ para diferentes configuraciones. La amplitud de forzado aumenta de arriba abajo y la fase de izquierda a derecha.	33
Figura 6.20. Cortes transversales del flujo a $z = 8D$ para diferentes configuraciones. La amplitud de forzado aumenta de arriba abajo y la fase de izquierda a derecha.	34
Figura 6.21. Mapas de velocidad para ocho fases equiespaciadas de la señal de forzado axial. Configuración de avance en valle. La magnitud de la velocidad mostrada no es la real, sino su diferencia frente a la media (0.275 uz).	38
Figura 6.22. Mapas de velocidad para ocho fases equiespaciadas de la señal de forzado axial. Configuración de avance en vértice. La magnitud de la velocidad mostrada no es la real, sino su diferencia frente a la media (0.228 uz).	40
Figura 6.23. Comparación entre la velocidad observada de propagación de la estructura primaria y la calculada por diversas hipótesis.	44
Figura 6.24. Flujo junto al labio de salida, en el semiperiodo de retroceso, para configuraciones de alta y baja amplitud de perturbación. Ampliación de dos mapas de velocidad de las figuras 6.21 y 6.22.	46
Figura 6.25. Comportamiento frente al plano de simetría de las tres componentes del vector velocidad. Nótese la paridad de las componentes axial y radial y la imparidad de la componente acimutal.	47
Figura 6.26. Mapas de vorticidad acimutal para ocho fases equiespaciadas de la señal de forzado axial. Configuración de avance en valle. Configuración de avance en valle.	54
Figura 6.27. Mapas de vorticidad acimutal para ocho fases equiespaciadas de la señal de forzado axial. Configuración de avance en vértice.	56
Figura 6.28. Mapas de estiramiento para ocho fases equiespaciadas de la señal de forzado axial. Configuración de avance en valle. La magnitud mostrada es la raíz cuadrada de s_2 . Configuración de avance en valle.	58
Figura 6.29. Mapas de estiramiento para ocho fases equiespaciadas de la señal de forzado axial. Configuración de avance en vértice. La magnitud mostrada es la raíz cuadrada de s_2 . Configuración de avance en vértice.	60
Figura 6.30. Vorticidad acimutal máxima de las estructuras que aparecen en las figuras 6.26 y 6.27. a) Configuración de avance en valle, b) Configuración de avance en vértice.	66
Figura 6.31. Mapas del laplaciano de la presión para dos fases de la señal de forzado axial. Configuración de avance en valle.	68
Figura 6.32. Mapas del laplaciano de la presión para dos fases de la señal de forzado axial. Configuración de avance en vértice.	69

Figura 6.33. Mapas del gradiente acimutal de la velocidad acimutal para dos fases de la señal de forzado axial. Configuración de avance en valle.	70
Figura 6.34. Mapas del gradiente acimutal de la velocidad acimutal para dos fases de la señal de forzado axial. Configuración de avance en vértice.	71
Figura 6.35. Distribución acimutal de la velocidad acimutal en las dos zonas definidas en las figuras anteriores. Los cortes acimutales muestran la tendencia y los gráficos presentan la distribución supuesta a partir de los datos obtenidos en valle y vértice. a) Aguas arriba del anillo primario, b) aguas abajo del anillo primario.	72
Figura 6.37. Mapas del coeficiente de zona para dos fases de la señal de forzado axial. a) Configuración de avance en valle, b) configuración de avance en vértice	74

CAPITULO 7

Figura 7.1. Evolución prevista del anillo de vorticidad negativa (línea fina) en el campo cercano, debido a la inducción del anillo de vorticidad positiva (línea gruesa). Caso aplicable a flujos no perturbados acimutalmente, o en los que las condiciones del flujo (amplitud de forzado axial, número de reynolds...) Retrasen el desarrollo de una ondulación acimutal del anillo negativo. Las líneas verticales discontinuas tratan de recordar que la posición axial entre configuraciones sólo da una información cualitativa (en cuanto a posiciones relativas), pero no cuantitativa (las tres configuraciones no ocurren simultáneamente, es decir, el dibujo no muestra una configuración completa, que describa en un determinado instante todo el campo fluido).	7
Figura 7.2. Evolución prevista del anillo de vorticidad negativa (línea fina) en el campo cercano y amplificación de su forma ondulada, debido a la inducción del anillo de vorticidad positiva (línea gruesa) y al campo de estiramientos que crea. Las líneas verticales discontinuas tratan de recordar que la posición axial entre configuraciones sólo da una información cualitativa pero no cuantitativa.	7
Figura 7.3. Representación de la capa de mezcla para las configuraciones esquematizadas en la figura 7.2. El corte longitudinal representa la sección aa que aparece señalada en la citada figura y la posición de los cortes transversales bb y cc viene descrita en el corte longitudinal. Las líneas verticales discontinuas (en la sección aa) tratan de recordar que la posición axial entre configuraciones sólo da una información cualitativa pero no cuantitativa.	9
Figura 7.4. Esquema de los diferentes movimientos que pueden darse a la salida durante el semiperiodo de retroceso y su influencia en la posterior organización acimutal de la estructura terciaria. En el esquema se ha sustituido la simetría cilíndrica por simetría plana para mayor claridad del gráfico. La derivación de las conclusiones para el caso axisimétrico es inmediata.	13
Figura 7.5. Mecanismo de una eyección. Proceso de reconexión de dos filamentos de vorticidad, produciendo la aparición de un anillo autopropulsado.	14
Figura 7.6. Esquema de la organización de la estructura axial interior en el braid. El mecanismo de [Lasheras y Choi 1988] mostraba cómo la estructura era el resultado del estiramiento y ondulación de un hilo de vorticidad axial residual. Se observa que, si la estructura se ancla en posiciones de vértice, la estructura inicial debe ser de vorticidad negativa (compárese el sentido acimutal de los filamentos ondulados con el del anillo de vorticidad positiva).	15

Figura 7.7. Evolución prevista de la estructura secundaria (línea fina discontinua) y de la estructura terciaria (línea mediana) en el campo cercano. Configuración de avance lateral en vértice. Amplificación de su forma ondulada, debido a la inducción del anillo de vorticidad positiva (línea gruesa) y al campo de estiramientos que crea. A) esquema tridimensional. Recuérdese que la posición axial entre configuraciones sólo da una información cualitativa pero no cuantitativa. B) simplificación plana de la organización de la estructura secundaria aguas abajo.

17

Figura 7.8. Representación de la capa de mezcla para las configuraciones esquematizadas en la figura 7.7. Configuración de avance lateral en vértice. El corte longitudinal representa la sección aa que aparece señalada en la citada figura y la posición de los cortes transversales bb y cc viene descrita en el corte longitudinal. Las líneas verticales discontinuas tratan de recordar que la posición axial entre configuraciones sólo da una información cualitativa pero no cuantitativa.

18

Figura 7.9. Evolución prevista de la estructura secundaria (línea fina discontinua) y de la estructura terciaria (línea mediana) en el campo cercano. Configuración de avance lateral en valle. Amplificación de su forma ondulada, debido a la inducción del anillo de vorticidad positiva (línea gruesa) y al campo de estiramientos que crea. A) esquema tridimensional. Recuérdese que la posición axial entre configuraciones sólo da una información cualitativa pero no cuantitativa. B) simplificación plana de la organización aguas abajo.

19

Figura 7.10. Representación de la capa de mezcla para las configuraciones esquematizadas en la figura 7.9. Configuración de avance lateral en valle. El corte longitudinal representa la sección aa que aparece señalada en la citada figura y la posición de los cortes transversales bb y cc viene descrita en el corte longitudinal. Las líneas verticales discontinuas tratan de recordar que la posición axial entre configuraciones sólo da una información cualitativa pero no cuantitativa.

20

Figura 7.11. Organización de la estructura secundaria entre anillos de vorticidad. El detalle (a) muestra la supuesta organización de los filamentos de vorticidad de la estructura secundaria junto al vórtice de aguas arriba y en el caso de configuración de avance en valle. Cómo se puede observar, en este caso se da una interacción con la estructura terciaria que no existe en configuración de avance en vértice. El detalle (b) muestra cómo el anillo primario interviene en el proceso.

21

Figura 7.12. Organización de la estructura secundaria entre anillos de vorticidad. Efecto final sobre los anillos positivos. Paso a la tridimensionalidad de la estructura primaria. A) configuración de avance en valle, b) configuración de avance en vértice.

22

Figura 7.13. Esquema completo de la dinámica de las estructuras de vorticidad en el campo cercano para una configuración de avance lateral en valle. Estructuras primaria (línea gruesa) y terciaria (línea fina). El comportamiento resultaría idéntico en el caso de la configuración de avance lateral en vértice, salvo una rotación de todas las estructuras alrededor del eje del flujo de 36° .

23

Figura 7.14. Esquema completo de la dinámica de las estructuras de vorticidad en el campo cercano para una configuración de avance lateral en valle. Estructuras primaria (línea gruesa), secundaria (línea discontinua) y terciaria (línea fina). El comportamiento resultaría idéntico en el caso de la configuración de avance lateral en vértice, salvo una rotación de las estructuras primaria y terciaria alrededor del eje del flujo de 36° . La estructura secundaria mantiene la misma organización acimutal para las dos configuraciones.

24

Figura 7.15. Esquema del modelo propuesto de la dinámica de las estructuras de vorticidad en el campo cercano para la configuración de avance lateral en vértice que aparece en los experimentos del capítulo 6. Se ha elegido una presentación secuencial para evitar la confusión entre filamentos interiores y exteriores.	27
Figura 7.16. Representación de la capa de mezcla para la configuración esquematizadas en la figura 7.15. El corte AA representa la sección longitudinal de las estructuras que aparecen en la citada figura (nótese que se ha utilizado una disposición correlativa frente a la separación anterior, la numeración de los anillos primarios facilita la comparación de las dos figuras). La posición de los cortes transversales BB, CC y DD viene descrita en el corte longitudinal.	28
Figura 7.17. Amplitud de forzado mínima para la aparición de configuraciones de avance lateral, en función del número de Strouhal.	29

CAPITULO 8

APÉNDICE A

Figura A.1. Distribución de la vorticidad acimutal en el interior del anillo primario. a) medida instantánea; b) media de 30 medidas instantáneas.	2
Figura A.2. Distribución de la vorticidad acimutal en el interior del anillo primario. a) medida instantánea; b) media de 30 medidas instantáneas. Vista 3D.	3

APÉNDICE B

Figura B.1. Variación del caudal del chorro (adimensionalizado con el caudal inicial) con la distancia a la salida. Comparación de diferentes casos forzados.	2
Figura B.2. Variación del caudal del chorro (adimensionalizado con el caudal inicial) con la distancia a la salida. Comparación de diferentes casos forzados. Resultado tras aplicar una media móvil para eliminar el efecto del submuestreo.	3
Figura B.3. Succión del chorro en función de la amplitud de perturbación. Los resultados han sido obtenidos a partir de la información de la figura B.2.	4

APÉNDICE C (en inglés)

Figure 1. Layout of the flow facility.	
Figure 2. Outlet of five-lobes indented and corrugated nozzles.	
Figure 3. Scheme of the visualisation techniques arrangement.	
Figure 4. Profiles of non-dimensional axial velocity in the radial direction for four phases of the sinusoidal perturbation. $\omega = 1.57 \cdot 10^{-3}$, $\omega = 1.02 \cdot 10^2$ (St = 0.53, Re = 770, Ap = 0.64)	
Figure 5. Arrangements of the azimuthal vorticity near the nozzle exit. Concentrations of positive and negative vorticity. Note that only half of the nozzle appears in the field of view.	

Figure 6. Longitudinal cuts along the flow axis for varying forcing parameters. Corrugated nozzle. Flow comes from left to right. A crest (c) is on top and a valley (v) on bottom.

Figure 7. Configurations of valley ejection events. The four top images show the complete field of view for four ejection configurations, involving different axial forcing frequencies. The images show the inner jet discharging from an indented nozzle (a), the appearance of lateral ejections (b), the break up of the bond between ejection and jet core (c), and that some residual negative vorticity remains near the jet core after the break up (d). The bottom images show close-ups of the lateral structures (b). Underneath the actual images, post-processed images appear (e), intended for an easier visualisation of the closed vortex loop structure of the ejection.

Figure 8. Appearance of ejection events. Corrugated nozzle.

Figure 9. Longitudinal cuts along the flow axis for varying azimuthal position from crest (top) to valley (bottom). Three characteristic configurations. Corrugated nozzle. Flow from left to right.

Figure 10. Longitudinal cuts along the flow axis for phases ranging from 0° to 330° . Indented nozzle. Flow comes from left to right. A crest (c) is on top and a valley (v) on bottom.

Figure 11. Scheme of the strain field produced by the array of positive vortex rings.

Figure 12. Transverse cuts at the nozzle exit ($z = 0$) for different phases. Indented nozzle. Phase 30 shows azimuthal positions aligned with a crest of the sinusoidal profile (c), and aligned with a valley of the sinusoidal profile (v). The 3D sketch in the lower right corner explains the appearance of inner and outer azimuthal structures in the valleys.

Figure 13. Transverse cuts at $z = D/2$ for different phases. Indented nozzle. Phase 30 shows azimuthal positions aligned with a crest of the sinusoidal profile (c), and aligned with a valley of the sinusoidal profile (v).

Figure 14. Transverse cuts at $z = D$ for different phases. Indented nozzle. Phase 30 shows azimuthal positions aligned with a crest of the sinusoidal profile (c), and aligned with a valley of the sinusoidal profile (v).

Figure 15. Transverse cuts at $z = 2D$ for different phases. Indented nozzle. Phase 30 shows azimuthal positions aligned with a crest of the sinusoidal profile (c), and aligned with a valley of the sinusoidal profile (v).

Figure 16. Longitudinal cut along the flow axis for phase 0° . Indented nozzle. The upper structures are not crest ejection events but the out of plane shadow of adjacent valley ejection events.

Figure 17. Longitudinal cuts on planes at different radial distances from the axial plane and parallel to it. Indented nozzle. A sketch of the layout is on the bottom right.

Índice de tablas

CAPITULO 3

Tabla 3.1. Condiciones de los ensayos reseñados en este capítulo.	4
Tabla 3.2. Condiciones de los ensayos reseñados en este capítulo.	5
Tabla 3.3. Condiciones de las medidas en fase.	23

CAPITULO 4

Tabla 4.1. Propiedades del aire y el agua a 1atm y 20°C.	2
Tabla 4.2. Resolución del sistema de medida.	8

CAPITULO 6

Tabla 6.1. Condiciones de los ensayos reseñados en este capítulo.	4
Tabla 6.2. Tabla comparativa de condiciones de ensayo.	8
Tabla 6.3. Condiciones de los dos ensayos realizados	36



1. Introducción

El objetivo principal de este trabajo es el estudio experimental de las interacciones entre las estructuras de vorticidad que aparecen en el campo cercano de un chorro axisimétrico con coflujo. Los resultados se han utilizado como base para la elaboración de esquemas no viscosos del desarrollo dinámico de dichas estructuras de vorticidad. Este procedimiento se ha utilizado frecuentemente en el estudio de flujos de cortadura libre, en lo que se suele denominar caricaturas (cartoons) laminares o deterministas del flujo. Aunque en capas planas y en estelas se ha logrado un amplio desarrollo en el estudio de estos aspectos fundamentales, en los chorros no se ha dado un avance similar.

Sin embargo, los chorros son un tipo de flujo que aparece por doquier en la naturaleza y en los procesos industriales. En particular, los chorros con coflujo (con flujo paralelo en equicorriente), objeto de este estudio, aparecen en multitud de configuraciones industriales, desde mezcladores a motores, en estudios ambientales, etc. El conocimiento de su dinámica en el campo cercano resulta fundamental como primer paso hacia un control de sus características de transporte de calor y masa y de especies. Este objetivo tendría claras aplicaciones en hipermezcladores¹ industriales, en estudios medioambientales (expulsión y mezclado de contaminantes), en cámaras de combustión y reactores químicos y como base para el estudio de las llamas de difusión (incendios).

¹ Se ha observado que los chorros, al ser sometidos a ciertas perturbaciones simultáneas, en el sentido de la corriente y transversal a ella, pueden mostrar aumentos importantes en la succión y arrastre de la corriente exterior ([Reynolds y Bouchard 1981, Cohen y Wignanski 1984], etc.).

El concepto de hipermezclador es de especial relevancia. Desde hace tiempo se han venido desarrollando estos sistemas. Los resultados han sido positivos, pero irregulares, habida cuenta del empirismo con que son diseñados. El interés en el tema continúa, no sólo por mejorar su diseño sino por nuevas aplicaciones. Una de las más representativas es el uso de “*hush kits*” o silenciadores del chorro en aviones de transporte civil. Tales dispositivos consisten en un simple anillo con circunvoluciones, que logra aumentar el mezclado entre el flujo del fan y el del núcleo caliente del motor. Se logran importantes reducciones del ruido, que permiten, a las aeronaves dotadas de este sistema, operar en aeropuertos situados en zonas densamente pobladas. Una derivación militar del sistema logra un mezclado rápido de los gases de escape con el fluido circundante, más frío. Así se reduce rápidamente la emisión de radiación térmica de las partículas del propio gas, resultando en una menor detectividad óptica (desde el infrarrojo al ultravioleta). Otras aplicaciones representativas de los hipermezcladores son los sistemas de aire acondicionado compactos, en los cuales se logra una transferencia de calor mayor, un consumo de energía menor y una menor emisión de ruido. Todos estos sistemas se basan en el control de la vorticidad mediante la aplicación de perturbaciones transversales a la corriente (ondulaciones o cortes en la chapa de salida) y perturbaciones axiales, que pueden forzarse mediante mecanismos al efecto o ser naturales (como en el caso de la inestabilidad absoluta de flujos flotantes [Huerre y Monkewitz 1990]).

Las ideas seminales de este trabajo pueden encontrarse en los experimentos de Lasheras y sus colaboradores en placas planas perturbadas ([Lasheras et al. 1986, Lasheras y Choi 1988]) y más directamente en el trabajo de [Lasheras, Liñán, Lecuona y Rodríguez 1992] sobre chorros forzados. En este último trabajo, la configuración experimental es similar a la utilizada en esta tesis. Sin embargo, no es un estudio completo y definitivo, sino el descubrimiento y un primer apunte sobre el tema.

Esta tesis puede, por tanto, entenderse como una continuación del citado trabajo de [Lasheras, Liñán, Lecuona y Rodríguez 1992]. Por un lado, se ha trabajado con configuraciones con números de Reynolds más altos, pasando de flujos laminares a transicionales, lo que implica un acercamiento a las configuraciones industriales y aumenta la complejidad del experimento. Por otro lado, se obtienen medidas cuantitativas del campo de velocidades, de forma simultánea en una malla de puntos pertenecientes a un mismo

plano. Estas medidas no existían hasta el momento en este tipo de flujos. Su simultaneidad permite el estudio de las estructuras espaciales del flujo.

La tesis abarca el estudio del flujo para diversas configuraciones experimentales de ensayo, en las que el número de Reynolds, los perfiles de velocidades de las corrientes y los espesores de capa límite, los niveles de turbulencia, etc., son diferentes. Esta amplia evidencia experimental sirve para obtener diversas conclusiones. Si los patrones laminares de campo cercano en las diferentes configuraciones muestran características similares, la evidencia experimental tendrá carácter de prueba de que la explicación del desarrollo del flujo en términos de dinámica de vorticidad no viscosa es válida (independencia del número de Reynolds). Asimismo, la eventual coincidencia geométrica de los campos fluidos demostraría la inexistencia de mecanismos de resonancia o realimentación acústica, y la relativamente baja importancia de las condiciones iniciales del flujo.

Por su parte, las medidas cuantitativas, que se consiguen aplicando la técnica de velocimetría láser por imágenes de partículas (PIV), son obtenidas con el ánimo de verificar la corrección de los esquemas cinéticos de dinámica de vorticidad utilizados para explicar el desarrollo de los patrones laminares.

Dinámica de vorticidad para un fluido no viscoso. Leyes de Helmholtz.

Las leyes fundamentales del movimiento de los vórtices fueron enunciadas por Helmholtz en 1858, para un fluido ideal, barotrópico, bajo la acción de fuerzas externas conservativas. Estas leyes han sido demostradas de diversos modos ([Lamb 1932, Saffman 1992]) y pueden expresarse de la siguiente forma:

- o Las partículas fluidas que originalmente se encuentren libres de vorticidad, permanecerán libres de vorticidad.
- o Las partículas fluidas que se encuentran en un tubo de vorticidad en un instante seguirán en él todos los instantes futuros. O, lo que es lo mismo, los tubos de vorticidad se mueven solidariamente al flujo.
- o La circulación de un tubo de vorticidad no varía temporalmente durante el movimiento del fluido.

La hipótesis de fluido barotrópico es, en nuestro caso, excesiva, ya que podemos considerar fluidos incompresibles (con lo que todas las derivadas de la densidad se

cancelan) tanto el agua como el aire en flujo isoterma y a números de Mach mucho menores de la unidad. La condición de fuerzas exteriores conservativas es aceptable igualmente en una capa de cortadura libre (quiere evitar la imposición de fuerzas cuyo rotacional no sea nulo). Por tanto, la única hipótesis importante es la de fluido ideal. La poca o nula influencia de la viscosidad en la dinámica de vorticidad en campo cercano de los flujos de cortadura libre ha sido observada por los autores ya citados, entre otros. En nuestro caso, se han realizado experimentos a diferentes números de Reynolds ($10^2 \div 10^4$) con el fin de, observando la similitud de las configuraciones, demostrar la naturaleza no viscosa de los procesos en campo cercano.

Aceptando de antemano esta hipótesis, las leyes de Helmholtz nos permitirán realizar razonamientos sobre el movimiento y desarrollo de las estructuras de vorticidad. De particular importancia es la segunda ley, que nos permite definir el movimiento de las estructuras de vorticidad si conocemos el campo de velocidades; y la tercera ley, que indica que un estiramiento de un vórtice, al reducir su sección, aumenta su vorticidad.

Resulta además interesante comprobar que, aplicando las hipótesis de las leyes de Helmholtz, antes enunciadas, a las ecuaciones de Euler (no viscosas), se puede fácilmente obtener:

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{\omega} = (\vec{\omega} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} - \vec{\omega} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) \quad (1.1)^2$$

La importancia de esta ecuación radica en la desaparición de la presión como magnitud implicada, de forma que la variación de la vorticidad depende únicamente de los campos instantáneos de velocidad y vorticidad. Para nuestro caso incompresible la velocidad es solenoidal y la ecuación 1.1 se simplifica aún más, quedando:

$$\frac{D \vec{\omega}}{Dt} = \frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{\omega} = (\vec{\omega} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} \quad (1.2)$$

Por tanto, en los razonamientos de esta tesis utilizaremos básicamente la información de los campos de velocidad y vorticidad.

² \vec{u} es el vector velocidad y $\vec{\omega} = \vec{\nabla} \times \vec{u}$ es el vector vorticidad.

Ley de Biot Savart.

Otro concepto fundamental, utilizado ampliamente en esta tesis, es el de la inducción que produce un filamento de vorticidad en el campo cercano. La ecuación que cuantifica el campo de velocidades inducido por una determinada acumulación espacial de vorticidad se denomina ley de Biot-Savart, debido a la analogía a la que se presta con el campo magnético inducido por una corriente. La derivación de esta ecuación es inmedidata³, partiendo de la descomposición de Helmholtz del campo de velocidades en una componente solenoidal y otra potencial:

$$\begin{aligned}\vec{v} &= \vec{v}^{(\omega)} + \vec{v}^{(\phi)} \\ \text{donde: a) } \nabla \cdot \vec{v}^{(\omega)} &= 0 \\ \text{b) } \nabla \times \vec{v}^{(\phi)} &= 0\end{aligned}\tag{1.3}$$

Las dos condiciones de las ecuaciones 1.3 nos permiten derivar cada una de las componentes del campo de velocidades de un potencial, quedando:

$$\vec{v} = \nabla \times \vec{B} + \nabla \phi\tag{1.4}$$

Esta descomposición no es única y podemos aplicar la condición de que el potencial vector sea asimismo solenoidal. Como la condición 1.3b nos indica que la vorticidad es simplemente el rotacional de la componente solenoidal del campo de velocidades, se puede llegar fácilmente, haciendo uso de identidades vectoriales, a:

$$\nabla^2 \vec{B} = -\nabla \times (\nabla \times \vec{B}) = -\vec{\omega}\tag{1.5}$$

Dada una distribución conocida de la vorticidad, se puede resolver la ecuación de Poisson (ecuación 1.5), obteniéndose el potencial vector:

$$\vec{B}(\vec{x}) = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\vec{\omega}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} dV'\tag{1.6}$$

Y, por tanto, la componente del campo de velocidades debida a la inducción del campo de vorticidades resulta:

$$\vec{v}^{(\omega)}(\vec{x}) = \nabla \times \vec{B}(\vec{x}) = \frac{1}{4\pi} \nabla \times \int \frac{\vec{\omega}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} dV' = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\vec{\omega}(\vec{x}') \times (\vec{x} - \vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} dV'\tag{1.7}$$

³ [Panton 1984, sección 14.2; Saffman 1993, sección 2.3]

Características del flujo estudiado.

La figura 1.1 muestra esquemáticamente el flujo estudiado. Se trata de un chorro de sección circular que descarga sobre un flujo paralelo que le rodea, de extensión (supuestamente) infinita.

Como muestra la figura, la puesta en contacto de los dos flujos genera una capa de cortadura axisimétrica. Esta capa de cortadura es inestable. El conocimiento actual del problema plantea la posibilidad de una jerarquía de inestabilidades, de las cuales las dos primeras han sido profusamente estudiadas. La primera es una inestabilidad axial, bidimensional, que produce la aparición de arrollamientos anulares. La segunda inestabilidad es azimutal y tridimensional, y produce la ruptura de la geometría bidimensional anterior. La existencia de estas dos inestabilidades permite la utilización de métodos perturbativos para el estudio de las características del flujo.

Al flujo natural se le imponen dos excitaciones monocromáticas (sinusoidales) simultáneas. La utilidad de estas excitaciones es doble: por un lado fijan las longitudes de onda de las diferentes estructuras que aparecen en el flujo, debido a las inestabilidades; por otro, si su amplitud es suficiente, pueden variar las características naturales del flujo, produciendo la aparición de configuraciones diferentes y de posible interés práctico.

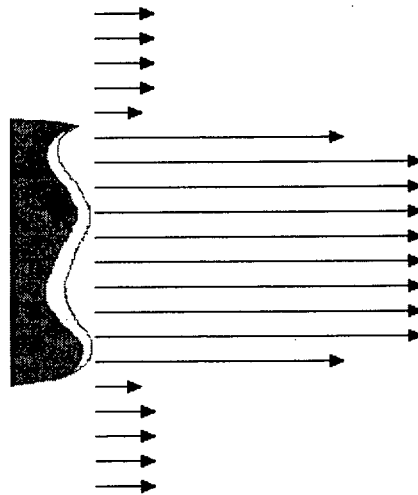


Figura 1.1. Esquema del flujo estudiado. Perfil de velocidades a la salida.

Las excitaciones se imponen de diversos modos. El labio de salida del chorro, que es el punto en que entran en contacto las dos corrientes, ha sido lobulado sinusoidalmente

(recortando su borde), como puede verse, en perspectiva, en la parte izquierda de la figura 1.1. Esta lobulación impone una perturbación acimutal al flujo. Paralelamente, se impone un forzado axial de amplitud finita a la corriente interior. Este forzado no aparece esquematizado en la figura 1.1. Su imposición produce la variación temporal del perfil de velocidades del chorro interior.

El flujo resultante de estos mecanismos de control proporciona una capa de cortadura cuasi-axilsimétrica, de compleja geometría, el estudio de cuya estructura es parte del cometido de este trabajo.

Dependencia funcional. Parámetros fundamentales del flujo.

En el flujo definido en la sección anterior, la velocidad en cada punto mostrará una dependencia de los siguientes parámetros:

- o Las velocidades de los dos chorros: la velocidad media del chorro interior, u_i , y la velocidad media del chorro exterior, u_o .
- o Las características dinámicas del fluido empleado: la viscosidad dinámica⁴, μ , y la densidad, ρ .
- o Las características geométricas, resumidas en el diámetro de salida del chorro interior, D . El espesor del labio de salida, δ , resulta despreciable en nuestros experimentos frente a los espesores de capa límite de las dos corrientes (escalados con el número de Reynolds de las corrientes, y, por tanto, dependientes de los parámetros anteriores).
- o Las características del forzado axial: la velocidad inducida por el forzado, $u_{f-axial}$, y su frecuencia, $f_{f-axial}$.
- o Las características de la perturbación acimutal: la envergadura de los lóbulos (parámetro geométrico), A_{p-acim} , y su número de onda a lo largo del acimut, n_{p-acim} .

Por tanto, la dependencia de la velocidad puede escribirse de la forma:

$$u = \Phi(u_i, u_o, D, \rho, \mu, u_{f-axial}, f_{f-axial}, A_{p-acim}, n_{p-acim}) \quad (1.8)$$

⁴ Como se ha visto, las leyes de Helmholtz son aplicables sólo a flujos no viscosos. Por tanto, una hipótesis fundamental de este trabajo es que la viscosidad no afecta fundamentalmente al desarrollo del flujo en el campo cercano. Sin embargo, en esta primera aproximación al problema vamos a mantener su dependencia, para luego demostrar que desaparece.

El análisis dimensional muestra la siguiente dependencia:

$$\hat{u} = \Phi(u_R, Re, A_z, St, A_\theta, N_\theta) \quad (1.9)$$

Donde \hat{u} es la velocidad adimensionalizada, Re es el número de Reynolds, A_z y St son la amplitud y el número de Strouhal del forzado axial y A_θ y N_θ son la amplitud y el número de lóbulos de la perturbación acimutal.

Los parámetros anteriores han sido calculados de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} Re &= \frac{(u_{i,mean} - u_o)D}{\nu} \\ u_R &= \frac{u_{i,mean} - u_o}{u_{i,mean} + u_o} \\ St &= \frac{f D}{(u_{i,mean} + u_o)/2} \\ A_z &= \frac{u_{i,max} - u_{i,min}}{u_{i,max} + u_{i,min}} \end{aligned} \quad (1.10)^5$$

N_θ = Número de lóbulos de la salida

$$A_\theta = \frac{\text{Amplitud ó Altura de los lóbulos}}{D}$$

Organización del trabajo

La presente tesis está organizada de la siguiente forma. Tras esta introducción se presenta una revisión de los trabajos realizados en los últimos años en el campo de las estructuras coherentes y relacionados con la configuración que nos ocupa (capítulo 2). El capítulo 3 recoge la presentación y análisis de medidas obtenidas en un túnel de viento. El flujo en dicho caso es laminar y las medidas experimentales son de visualización de la zona de mezcla. Posteriormente, se diseñó una instalación experimental hidrodinámica, referida en el capítulo 5, y se realizaron sobre ella medidas de visualización mediante fluorescencia y de velocidad mediante PIV. Los detalles de la técnica de medida se comentan en el

⁵ Nótese que se ha cambiado el convenio utilizado en [Lasheras et al. 1992], donde la velocidad del chorro interior era tomada como velocidad característica. Para esta tesis hemos preferido utilizar la diferencia de velocidades entre las dos corrientes en flujo paralelo para definir el número de Reynolds y la velocidad convectiva de la capa de cortadura para definir el número de Strouhal.

capítulo 4. Los resultados experimentales obtenidos en esta nueva instalación se recogen en el capítulo 6. El Reynolds es un orden de magnitud superior y se han estudiado diversas configuraciones. El capítulo 7 presenta las conclusiones generales y postula una serie de posibles desarrollos futuros del presente trabajo. Por último, diversos detalles del estudio son comentados brevemente en los apéndices.

Sobre la terminología empleada

La mayor parte de los trabajos sobre los que se fundamenta este estudio ha sido escrita en inglés, no existiendo por el momento (que se sepa) ninguna traducción al español. Por tanto, ha sido necesario elegir los términos en español para traducir un buen número de expresiones. Al mismo tiempo ha sido preciso utilizar en otros casos palabras con un sentido más específico que el generalmente atribuible en español. Por todo ello, se considera necesario hacer las siguientes aclaraciones.

El flujo estudiado se denomina en inglés “*co-flowing jets*”. Con este nombre, que hemos traducido como *chorro con coflujo*, se marca una diferencia de matiz con los chorros coaxiales. En estos últimos se considera que la capa de cortadura del chorro exterior llega a afectar la capa de cortadura entre las corrientes. En un chorro con coflujo se acepta, en cambio, la hipótesis de que el flujo interior es infinitamente extenso. Por lo demás, la configuración es similar ya que ambos flujos son generalmente axisimétricos.

Toda señal aplicada al flujo se denominará *excitación* y se dirá *perturbación* cuando la excitación sea de baja amplitud y *forzado* cuando sea de amplitud finita. El control pasivo se obtiene mediante el diseño de la superficie que pone en contacto las dos superficies. Las salidas se denominarán *corrugadas* o *dentadas*, según una caracterización geométrica que quedará reflejada en una figura más adelante (figura 3.2). En general, todas las salidas no rectas se denominarán *lobuladas* (tanto las corrugadas como las dentadas).

La descripción de estructuras tridimensionales supone varios problemas. Diremos que un filamento está *ondulado* cuando muestra un fuerte zigzagado (por ejemplo, el perfil de los dedos de una mano abierta). Diremos que el filamento está *combado* cuando, independientemente de su ondulación, el plano de su desarrollo esté curvado (siguiendo el ejemplo anterior, el perfil de los dedos de una mano en forma de garra mostrará ondulación y combado en direcciones perpendiculares).

La estructura secundaria del flujo se conoce generalmente como “streamwise structure” en la literatura y se traducirá por estructura *axial*. Debe tenerse en cuenta, sin embargo, que [Lasheras y Choi 1988] demostraron, partiendo de las ideas de [Lin y Corcos 1985], que la estructura se alinea en la dirección de máxima deformación, que, según los casos, diferirá mucho o poco de dicha dirección axial (o dirección de desarrollo de la corriente).

“Strain” se traduce como *deformación* o *velocidad de deformación* y “stretching” como *estiramiento*. La diferencia es de matiz: las estructuras de vorticidad generan campos de deformaciones en sus cercanías y si aplicamos deformación en el sentido axial de una estructura de vorticidad que se mueva por esa zona, el efecto que produce sobre ella es su estiramiento. El valor numérico definido como “strain” (*deformación*), s , se obtiene como la contracción (primer invariante) del tensor de velocidades de deformación.

“Entrainment” se ha traducido como *succión*. *Capa de mezcla* designa la zona, intermedia entre dos corrientes, donde se desarrolla el mezclado y no se refiere necesariamente a un flujo con geometría plana. Por último, la zona entre vórtices, denominada “braid” en la literatura, se ha traducido por *fuste*, que funciona por analogía a la estructura de una copa (pie, fuste y cáliz). Se ha hecho esta elección porque la traducción directa (trenza) u otras (columna, pedúnculo, pierna, viga) no parecen adecuadas.

En el capítulo 6 se hace referencia a experimentos a altos números de Reynolds. Teniendo en cuenta este hecho (Re alto), en la literatura (p.e. [Prestidge 1997]) se da a flujos similares el nombre de flujo turbulento, aunque es evidente que dicho adjetivo no tiene un claro contenido al aplicarlo al campo cercano. En esta tesis se utilizará el término *transicional*, que quizá capta más exactamente el hecho de que nos encontramos en el campo cercano de un flujo a alto (pero no muy alto) número de Reynolds.

2. Fundamentos.

2.1 Introducción.

En el presente capítulo se presenta una revisión de los trabajos más relevantes que se han realizado en los últimos tiempos acerca de la estructura de los flujos turbulentos o transicionales. Esta revisión no pretende ser completa ni extensiva, sino simplemente una introducción al área de conocimiento en la que se va a desarrollar el presente trabajo.

Se ha optado por presentar los estudios fundamentales sobre las estructuras deterministas que aparecen en el desarrollo de la turbulencia, con independencia del tipo de flujo estudiado. Se revisarán inicialmente los estudios fundacionales sobre estructuras coherentes, luego los estudios principales en placas planas y posteriormente los de chorros libres, para centrarse al final en el caso que atañe a este trabajo: los chorros axisimétricos con coflujo. Se considera que de esta forma se ofrece una visión amplia del tema, ya que parecen existir bastantes conexiones entre los distintos flujos.

Por último se revisarán sumariamente una serie de estudios laterales, que se consideran de importancia en relación con el presente trabajo, como estudios de estabilidad de flujos o trabajos experimentales en chorros con diferencia de densidades.

2.2 Estructuras coherentes de gran escala.

El estudio de la turbulencia se basó, hasta bien entrada la década de los 70, en el estudio de las estructuras de pequeña escala. Esto parece haberse debido a las técnicas de medida

existentes en la época (anemometría de hilo caliente). Sin embargo, a partir de ese momento empiezan a aparecer una serie de estudios [Freymuth 1966, Crow y Champagne 1972, Brown y Roshko 1974, Winant y Browand 1974, Yule 1978, etc.] que postulan la existencia de estructuras de gran escala en el flujo (comparable a la longitud característica del experimento). Estas estructuras se denominan coherentes porque guardan una coherencia espacial y temporal y resultan fundamentales en los procesos de transporte y producción de ruido del flujo.

El ejemplo más sencillo de estructura de gran escala es el descrito y visualizado por [Freymuth 1966]. En una capa de cortadura de dos flujos que inicialmente son laminares se desarrolla una inestabilidad que se conoce como inestabilidad de Kelvin-Helmholtz¹. Poco a poco se desarrollan vórtices bidimensionales que se funden para formar nuevos vórtices cuya escala espacial es aproximadamente el doble que la de los anteriores. Dichos nuevos vórtices continúan el proceso hasta la aparición de un filamento de vorticidad concentrada capaz de iniciar el arrollamiento de la capa de cortadura.

Aunque el término estructura coherente ya tiene más de 20 años, no parece existir una definición clara, aceptada por la mayoría de la comunidad científica. [Robinson 1991] realiza una definición muy general, según la cual se puede entender que en una región del espacio existe una estructura coherente si “al menos una magnitud fluida fundamental (una componente de la velocidad, la densidad, la temperatura, etc.) muestra una correlación significativa a través de un intervalo de tiempo y/o espacio considerablemente mayor que las menores escalas locales del flujo”. Una definición menos general, pero quizá más adecuada a nuestro estudio, es la de [Hussain 1986], según la cual “una estructura coherente es una masa de fluido turbulento con vorticidad coherente y de un tamaño del orden del ancho del flujo de cortadura”. Esta definición permite introducir una serie de conceptos de gran interés. Por un lado, estas estructuras son de gran escala y su comportamiento dinámico será mayoritariamente no viscoso (longitud característica \gg escala de Kolmogorov). Por otro, son estructuras turbulentas: su vorticidad tendrá una distribución tridimensional aleatoria. Sin embargo, debe existir una organización de vorticidad (la vorticidad coherente) oculta, aunque esta

¹ Se trata de una inestabilidad intrínseca de las capas de vorticidad ante pequeñas perturbaciones. Fue inicialmente estudiada por Helmholtz a finales del siglo pasado. Una explicación física del proceso, así como su formulación matemática, puede hallarse en [Batchelor 1967, sección 7.1] o, con mayor complejidad formal, en [Saffman 1993, sección 8.2]

organización no tiene necesariamente que resultar de alta energía (lo que dependerá del tipo de experimento y del desarrollo del flujo en la zona de estudio).

Las estructuras de vorticidad de gran escala observadas por [Freymuth 1966] no sirven por sí solas para explicar las características fundamentales del flujo. La existencia de estructuras de pequeña escala, responsables fundamentales del mezclado, embebidas en la estructura de gran escala, fue sugerida por varios autores, notablemente [Brown y Roshko 1974]. [Winant y Browand 1974] propusieron que el crecimiento de la capa de mezcla se debía a los procesos de apareamiento². Sin embargo, [Bernal 1981 y Hernan y Jimenez 1982] realizaron experimentos a números de Reynolds mucho mayores, llegando a la conclusión de que existe asimismo un mecanismo de crecimiento del vórtice en el intervalo entre dos apareamientos. En el caso de Re bajos, este proceso puede deberse a difusión viscosa [Patnaik, Sherman y Corcos 1976], pero para Re altos es necesaria la presencia de un mezclado turbulento de pequeña escala. [Moore y Saffman 1975] ya habían sugerido dicha posibilidad, basándose en el hecho de que la vorticidad concentrada decae al evolucionar la capa de mezcla, lo que resulta inviable sin la existencia de mecanismos de succión (*entrainment*), a través de los cuales los vórtices adquieran fluido irrotacional del ambiente.

Por otro lado, [Wynanski et al. 1979] estudiaron la coherencia de las estructuras según la capa se desarrolla, encontrando altas correlaciones en el borde de la capa y en su centro. Sin embargo, aunque las escalas en el borde de la capa eran grandes, correspondiendo a las estructuras coherentes de gran escala, en el centro las escalas eran mucho menores, sosteniendo la idea de la existencia de estructuras de pequeña escala insertadas en las estructuras mayores.

Por tanto, parecía evidente la existencia de una inestabilidad que generara esa pequeña escala a partir de la estructura resultante de la inestabilidad de Kelvin–Helmholtz. En algunos estudios se avanza un paso más: según [Corcos y Lin 1984], la capa de mezcla turbulenta puede describirse como una síntesis de estructuras básicas conectadas con una jerarquía de inestabilidades. Como veremos seguidamente, solo dos inestabilidades, y, por tanto, dos tipos de estructuras, han podido ser resueltas. La estructura primaria sería el vórtice resultante de la inestabilidad de Kelvin–Helmholtz. Se ha postulado que el siguiente modo es, o una

² El proceso de apareamiento entre vórtices concentrados (*pairing*) es un proceso en el cual dos vórtices adyacentes se aproximan, rotan el uno alrededor del otro y finalmente se amalgaman. El proceso puede verse claramente en las simulaciones de [Corcos y Sherman 1984].

inestabilidad que afecta a la bidimensionalidad de la estructura primaria (produciendo una pérdida de coherencia de fase en la citada estructura), o una inestabilidad interna, que genera estructuras secundarias de vorticidad. Inicialmente se pensó que dichos procesos eran completamente diferentes [Roshko 1980] y ocurrían dependiendo de la relación de velocidades en la capa. Posteriormente, sin embargo [Lasheras y Choi 1988, Ashurst y Meiburg 1988] desarrollaron un modelo que consideraba a los dos fenómenos como consecuencia de un mismo mecanismo, como veremos más adelante. Además de estos dos tipos de estructura, han sido postuladas teóricamente [Corcos y Lin 1984] estructuras de tercer orden, para Reynolds alto. Sin embargo, es probable que estas estructuras no puedan ser percibidas como estructuras organizadas espacialmente. Hasta el momento, la solución adoptada ha sido la de describir estas estructuras de menor escala desde el punto de vista de la clásica cascada, que va distribuyendo la energía en escalas cada vez menores hasta llegar a la escala de Kolmogorov, donde se produce la disipación viscosa.

Estas estructuras, de menor escala, pero aún mucho mayores que la escala de Kolmogorov y, por tanto, con un comportamiento fundamentalmente no viscoso, son estructuras coherentes, aunque su tamaño no es el descrito en la definición de Hussain, comentada dos páginas atrás³.

Las principales características de intercambio de momento y masa y el crecimiento de la capa están determinadas por el sistema consistente en las dos estructuras principales ya mencionadas. El campo de esfuerzos de Reynolds y el crecimiento de la capa están controlados por la estructura primaria. Esta estructura es inicialmente bidimensional, y los esfuerzos de Reynolds alcanzan valores altos, mientras que el nivel de mezclado es muy pequeño ([Breidenthal 1979]). Para provocar un aumento sustancial del mezclado es necesario un movimiento tridimensional de menor escala. Dicho movimiento lo proporciona la estructura secundaria, por lo que se consideró inicialmente que dichas estructuras controlaban el proceso de intercambio de masa.

Los diversos estudios referidos muestran que las estructuras coherentes son responsables del transporte de masa, calor y momento y de la producción de ruido en la capa de cortadura. Asimismo, se ha comprobado que el estado final, de turbulencia totalmente desarrollada, al que se llega aguas abajo, es idéntico, con independencia de las condiciones iniciales, incluyendo la

naturaleza inicial del flujo [Hussain 1979, Breidenthal 1981]. Por tanto, las estructuras primarias, que son bidimensionales, deben surgir tanto de flujos laminares y bidimensionales como de flujos turbulentos y tridimensionales. Las condiciones iniciales incidirán directamente en el modo de formación y desarrollo de las estructuras, pero la aparición de éstas y el estado final de turbulencia homogénea son fijos.

El estudio de las estructuras coherentes tiene, por tanto, varios objetivos:

- 1) Comprensión del desarrollo de la capa de cortadura en diversos flujos a través del conocimiento de la dinámica de las estructuras coherentes.
- 2) Control de los fenómenos de transporte y de la producción de ruido mediante el control de las estructuras y de sus interacciones.
- 3) Obtención de información que ayude a una mejor formulación de la teoría de la turbulencia.

2.2.1 Estructuras naturales o forzadas.

Se puede realizar una división básica de las estructuras coherentes entre naturales y forzadas, ateniéndose al método experimental utilizado para su estudio. Las estructuras naturales serán aquellas que aparezcan en la capa de cortadura en ausencia de una excitación controlada del flujo y las estructuras forzadas aquellas que resulten de un flujo excitado. Parecería que el estudio de las primeras resulta más relevante, pero la mayor parte de los estudios realizados en los últimos años se han desarrollado sobre flujos perturbados. Esto se debe, principalmente, a que el estudio de las estructuras naturales es más complejo. Debido a que los modos de inestabilidad son múltiples, en un mismo flujo pueden existir estructuras con una gran dispersión de formas, tamaños, orientaciones, fuerzas y velocidades convectivas. En ciertos flujos (por ejemplo en los chorros) existen varios, o incluso un único, 'modos de preferencia' (picos en la función densidad de probabilidad de la velocidad) lo que simplifica el estudio en dichos casos [Crow y Champagne 1972, Zaman y Hussain 1980, Hussain y Zaman 1980]. Sin embargo, el momento de formación de cada estructura y su trayectoria evolutiva son prácticamente aleatorios, ya que dependen de pequeñas perturbaciones no controladas del flujo.

³ Por este motivo, en los trabajos de Hussain o en los de sus colaboradores, las estructuras secundarias suelen denominarse "subestructuras coherentes".

Por tanto, el estudio de las estructuras naturales resulta de enorme complejidad experimental. Para reducir todos estos problemas, la solución comúnmente utilizada es agregar una excitación (normalmente periódica) al flujo. Si se pretenden estudiar los detalles de una estructura aislada, se elegirá una señal cuyo periodo sea grande comparado con la escala temporal de la estructura. De esta forma, además, resulta posible estudiar el efecto de las estructuras naturales sobre ella. Si se pretenden estudiar las interacciones entre estructuras controladas, el periodo de la excitación se tomará del orden o menor que la escala temporal de la estructura (que será similar a la escala integral del flujo).

La cuestión de la posibilidad de extraer conclusiones sobre las estructuras naturales a partir de las forzadas se ha tratado en multitud de ocasiones [Hussain y Zaman 1980, Lasheras y Choi 1988, Hussain 1986, etc.]. En primer lugar, debe tenerse en cuenta que ningún flujo carece totalmente de excitación. Existen ineludiblemente pequeñas perturbaciones⁴ que dirigen el flujo. Por tanto, la elección entre flujos naturales o forzados es más bien una elección entre excitaciones incontroladas o controladas. En definitiva, los resultados experimentales parecen confirmar la total similitud entre las estructuras naturales y aquellas producto de pequeñas perturbaciones controladas, siendo la única diferencia notable el hecho (evidentemente útil) de que las segundas tienen una localización espacial precisa.

Por otro lado, existen casos en los que el flujo perturbado se aleja considerablemente del natural ([Ho y Huerre 1984]). Por ejemplo, si la amplitud de perturbación es grande ($> 5\div 10\%$ de la velocidad del flujo), ésta se convertirá en un efecto desestabilizador que elimina la similitud anterior. Este tipo de experimentos puede realizarse para conseguir algún efecto deseado, de marcado interés en aplicaciones técnicas, como por ejemplo el aumento del nivel de mezclado, el mantenimiento de un flujo laminar (retrasando o reprimiendo el desarrollo de inestabilidades indeseables) o la disminución del ruido.

2.3 Dinámica de vorticidad de capas de cortadura planas.

En la sección anterior se ha introducido el concepto de estructura coherente y el de la evolución del flujo como un proceso controlado por una jerarquía de inestabilidades. Los

⁴ Estas perturbaciones pueden deberse a múltiples causas: el efecto de las palas de los rotores, obstrucciones en los conductos, resonancias en cámaras de remanso, pequeños defectos en las mallas estabilizadoras, etc.

estudios iniciales para llegar a estas ideas se realizaron en diferentes flujos, notablemente chorros axisimétricos y capas de cortadura planas. En un primer momento, el estudio de la dinámica de las estructuras coherentes se centró en el flujo de capa plana, ya que es un flujo de apariencia más sencilla⁵.

2.3.1 Evolución de la capa de cortadura: origen y desarrollo de estructuras.

Los estudios de simulación numérica realizados por Corcos y sus colaboradores [Corcos 1979, Corcos y Sherman 1984, Corcos y Lin 1984, Lin y Corcos 1984] presentan una serie de mecanismos que gobiernan el desarrollo de las estructuras y, por tanto, del flujo. En primer lugar, alimentada por la diferencia de velocidades en la capa de cortadura, surge la inestabilidad de Kelvin–Helmholtz, que se puede entender como una reorganización espacial continua (realimentada) de la vorticidad que la capa posee inicialmente ([Corcos y Sherman 1984]). A través de uno o varios procesos de apareamiento se constituye una estructura de vorticidad concentrada, bidimensional (estructura primaria). La aparición de una segunda inestabilidad y el desarrollo de estructuras secundarias fue estudiada mediante simulación numérica por [Lin y Corcos 1984] y teóricamente por [Neu 1984]. En sus trabajos perfilaron un modelo que describe el desarrollo de estructuras de vorticidad coherente en la dirección del flujo (perpendiculares a las estructuras primarias), a través de un ‘colapso’ de una distribución inicial, perturbativa. Dicho desarrollo resulta de un equilibrio entre los efectos contrarios de la difusión viscosa y del estiramiento producido por el campo de deformaciones creado por las estructuras primarias. El modelo es básicamente, el siguiente:

Consideremos la zona entre dos estructuras primarias, inicialmente bidimensionales, presentes en las primeras etapas de un flujo de capa plana. En dicha zona (que a partir de este momento denominaremos fuste y que en inglés se conoce como *braid*⁶), se establece un campo de deformaciones generado por las dos estructuras. Ese campo extrae la vorticidad de mismo signo (transversal) presente en la zona y la concentra en los arrollamientos. Un esquema del campo puede verse en la figura 2.1.

⁵ En comparación con un flujo de capa plana, un chorro tiene dos zonas diferenciadas, ya que la zona potencial desaparece en el campo medio, con lo que la diferencia de velocidades generadora de la capa de cortadura deja de mantenerse constante.

⁶ *Braid*, trenza, término elegido por [Patnaik et al. 1976] y usado generalmente

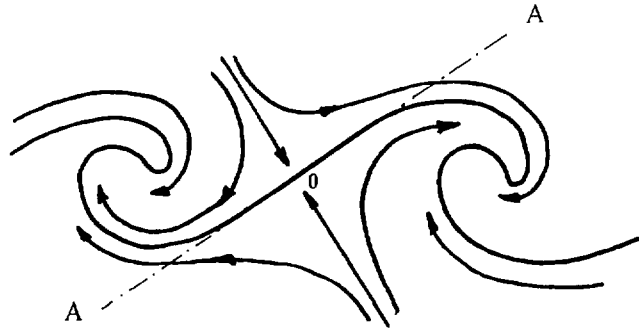


Figura 2.1. Esquema del campo de deformaciones.

Si una pequeña cantidad de vorticidad longitudinal (en la dirección AA) fuese inyectada accidentalmente en la zona, sufriría la acción de este campo, que tendería a concentrar la vorticidad. Un estudio más profundo precisa de un conocimiento más detallado de la geometría de los estados iniciales. El grosor de estas estructuras surgirá como un equilibrio entre dos efectos: el campo de deformaciones que intenta comprimirlas sobre el plano del fuste y la difusividad viscosa que produce un movimiento de expansión. Debido a estos efectos, se puede demostrar ([Neu 1984]) que la sección de las estructuras longitudinales de vorticidad durante las primeras etapas del proceso de inestabilidad no es circular, sino que será una elipse cuyos lados se escalan como $Re^{1/2}$. Este efecto puede observarse en la figura 2.2.

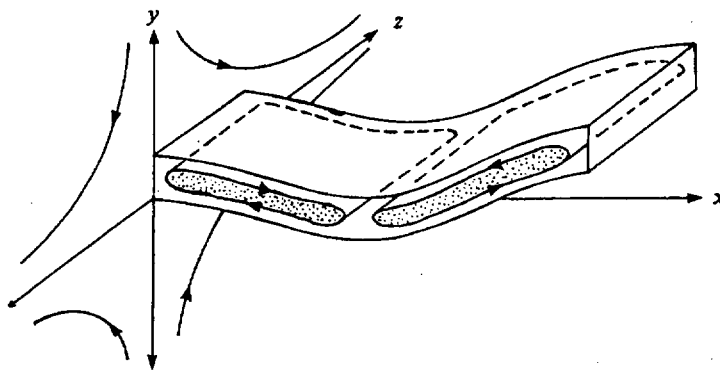


Figura 2.2. Detalle de las estructuras longitudinales aún no desarrolladas. El eje z marca la dirección del flujo (AA en la figura 2.1) y el eje y la dirección transversal a la capa plana. En el plano zy puede observarse un esquema de las direcciones del campo de deformaciones esquematizado en la figura 2.1. Tomado de [Lin y Corcos 1984]

[Lin y Corcos 1984] comprobaron mediante simulación numérica (integración de las ecuaciones de Navier–Stokes) que la evolución de la estructura estaba determinada por su sección inicial y su circulación (adimensionalizada con los datos del campo de deformaciones). Las configuraciones que parecen interesantes son aquellas en las que el número de Reynolds

sea relativamente alto (para Re bajo no es necesaria la aparición de una estructura de pequeña escala para explicar los fenómenos de transporte, ya que la difusividad viscosa resulta suficiente). Los resultados mostraban que si las estructuras eran de pequeña circulación, sufrían un lento decaimiento debido a la interdifusión de la vorticidad de diferente signo; mientras que si la circulación de las estructuras era lo suficientemente grande, las estructuras se combaban y colapsaban, formando vórtices circulares de escala similar a la escala menor de los iniciales. El proceso se recoge en la figura 2.3.

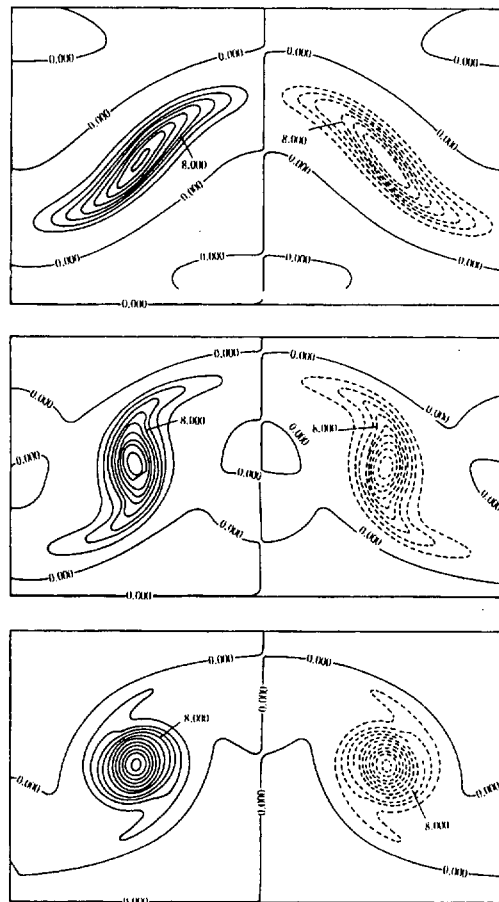


Figura 2.3. Desarrollo de la estructura secundaria bajo el campo de deformaciones creado por la estructura primaria. Los contornos muestran la vorticidad. Tomado de [Lin y Corcos 1984]

Basándose en estos resultados, Corcos y Lin desarrollan una teoría cualitativa del proceso. Un esquema para la mejor comprensión del razonamiento puede verse en la figura 2.4. Los vórtices aplanados tienden a rotar alrededor de su centro, generando un movimiento auto-inducido. Por otro lado, la componente y del campo de deformaciones tiende a provocar un

movimiento hacia el plano del fuste. El movimiento resultante seguirá aproximadamente la dirección x y con sentido hacia el centro del vórtice, dando lugar a un efecto de ‘focalización’ del vórtice. Si la estructura posee suficiente circulación, este efecto permite superar la tendencia inducida por la disipación viscosa, dando lugar a las estructuras circulares observadas.

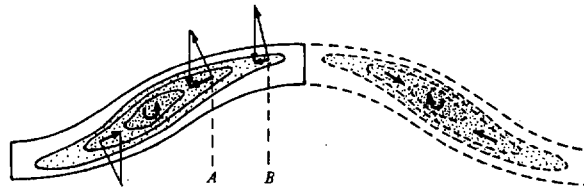


Figura 2.4. Esquema de los movimientos auto-impuestos y sobre-impuestos en diferentes puntos de la estructura. Efecto de focalización. Tomado de [Lin y Corcos 1984]

Paralelamente a estos estudios o basándose en el escenario que presentan, se realizaron una serie de estudios experimentales de interés. [Roshko 1980, Bernal 1981, Bernal y Roshko 1985, Jiménez 1983, Jiménez et al. 1984, Lasheras et al. 1986, Lasheras y Choi 1988] estudiaron el desarrollo de la capa plana, modelando el origen y la geometría de las estructuras secundarias de vorticidad. Sus experimentos eran fundamentalmente de visualización, utilizando técnicas como la humbroscopía (*Shadowgraph*), la visualización de la entre-fase por reacción química (*Direct Interface Visualization*, DIV) o la fluorescencia inducida por láser (*Laser Induced Fluorescence*, LIF). Basándose en los datos obtenidos mediante cortes longitudinales y transversales de la capa de mezcla, propusieron mecanismos para explicar las interacciones entre dichas estructuras y las estructuras primarias. Conforme los estudios se hicieron más complejos fueron apoyándose en medidas cuantitativas, por los defectos de la visualización que se exponen en la sección 2.6.4.

El modelo inicial, aceptado generalmente, es el expuesto por [Bernal y Roshko 1985]. Este modelo modifica la idea sugerida por [Brown y Roshko 1974] de que las estructuras de vorticidad secundaria debían ser filamentos unidireccionales. Bernal y Roshko postulan que la estructura secundaria se debe a una inestabilidad interna de los vórtices primarios que se dispara poco después de producirse el primer apareamiento. El resultado es una estructura continua que se mueve a lo largo del fuste, yendo y viniendo entre el lado de alta velocidad de un vórtice primario y el lado de baja velocidad del siguiente, produciendo de ese modo una serie de pares contrarrotatorios de vórtices cuasi-longitudinales. Un esquema del modelo puede

verse en la figura 2.5. La distribución de las estructuras en pares contrarrotatorios alineados longitudinalmente puede observarse claramente (en los fustes) en los estudios de visualización reseñados, pero los lazos que unen vórtices secundarios consecutivos están posiblemente enrollados en la región del vórtice primario y no pueden ser observados. El que aparezcan así en el modelo es una conceptualización basada en la idea de que las líneas de vorticidad deben ser continuas. [Hussain 1986] opina de modo contrario. Dado que no pueden ser observadas, se consideró en el momento que discutir sobre ello era inútil ([Jiménez et al 1984]). Sin embargo, en las cercanías de la tobera, esta zona de intersección parece dominar los procesos de mezclado de pequeña escala, por lo que resulta de especial relevancia.

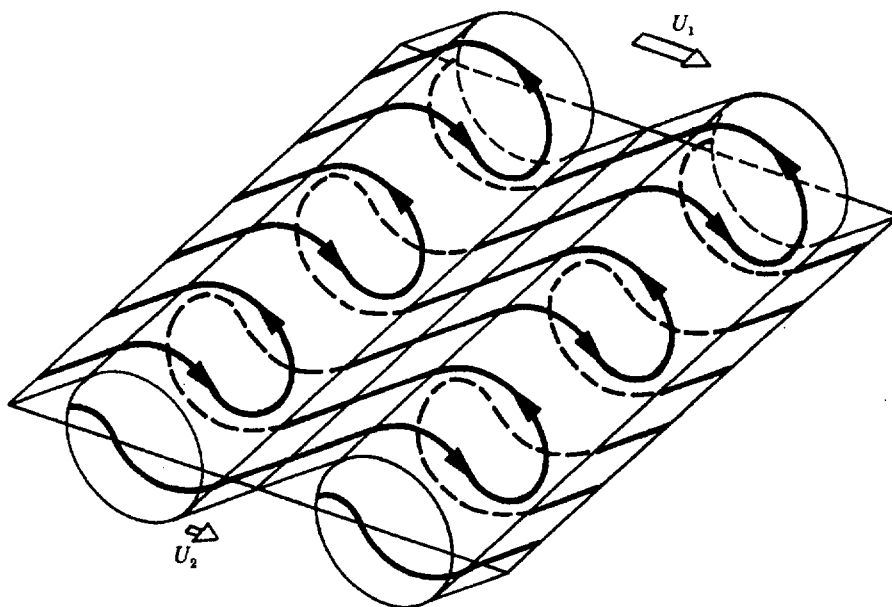


Figura 2.5. Modelo de Bernal para la disposición de las estructuras secundarias en los fustes. Tomado de [Bernal y Roshko 1986]

La circulación de los vórtices secundarios fue cuantificada de forma aproximada por [Jimenez et al 1984], quienes la consideran cercana a la circulación local de las estructuras primarias (aproximadamente el doble de la circulación inicial de los vórtices primarios). Esto apoya la idea de que el origen de la estructura es una inestabilidad tridimensional de la estructura primaria a la altura del primer apareamiento.

[Pierrehumbert y Widnall 1982] estudiaron dicha inestabilidad, que toma la forma de una deformación de tipo onda a lo largo del eje de las estructuras primarias, como había sido visualizado previamente por [Breidenthal 1981]. [Jiménez et al. 1984] propusieron que, en la

zona no lineal de la evolución, esas ondas serían estiradas por el mecanismo de Corcos para formar las estructuras longitudinales observadas. Esto sugiere que el origen de las estructuras secundarias es el núcleo de las estructuras primarias. Por el contrario, Lasheras y sus colaboradores proponen un modelo complementario al de Bernal (revisado más adelante) según el cual las estructuras secundarias nacen en los fustes. Esta disyuntiva entre una “inestabilidad del núcleo” y una “inestabilidad de fuste” sigue presente actualmente, con aportaciones en uno y otro sentido⁷.

[Bernal y Roshko 1985] observan asimismo que la relación de longitudes de onda locales de las dos estructuras perpendiculares es constante (0.67) e independiente de la relación de velocidades de la capa. Dicho resultado es coherente con la longitud de onda más amplificada en el estudio teórico de Pierrehumbert y Widnall. Por otro lado, infieren que la aparición de las estructuras secundarias viene anclada por pequeñas perturbaciones aguas arriba (aunque su existencia no se deba a dichas perturbaciones); un resultado que abre las puertas a experimentos con flujos perturbados perpendicularmente a su dirección de desarrollo.

Las conclusiones sobre campo lejano del estudio de Bernal y Roshko son algo más discutibles. Observan que, una vez formada, la estructura secundaria mantiene su longitud de onda (espaciado) mientras la primaria sufre uno o dos apareamientos más (doblando y cuadruplicando su longitud de onda). Dicho resultado coincide con lo propuesto por [Pierrehumbert y Widnall 1982] y lo observado por [Breidenthal 1981]. Sin embargo, [Jiménez 1983, Jiménez et al. 1984, Huang y Ho 1990, Bell y Mehta 1992, etc.] muestran la existencia de un escalado de la longitud de onda de las estructuras secundarias con la de las primarias. De ese modo, la longitud de onda de las estructuras secundarias sufre un brusco cambio (doblándose) a cada apareamiento de las estructuras primarias. Como puede verse por las referencias, esta segunda visión es la que concita mayor apoyo actualmente. De cualquier forma, al restringirse nuestro estudio al campo cercano (zona potencial del chorro) estos aspectos no incidirán directamente en el estudio.

Los estudios de Lasheras y sus colaboradores [Lasheras et al. 1986, Lasheras y Choi 1988, Ashurst y Meiburg 1988] confirman los resultados de Bernal y Roshko, Breidenthal, etc. en el campo cercano y proponen ciertas correcciones y adiciones al modelo presentado. [Lasheras et

⁷ [Nygaard y Glezer 1990] o [Bell y Mehta 1992] respectivamente.

al. 1986] estudian un flujo natural, llegando a la conclusión de que las estructuras secundarias son el resultado de una inestabilidad de la capa ante pequeñas perturbaciones en las condiciones del flujo aguas arriba. Asimismo, postulan que las estructuras secundarias son básicamente estructuras de fuste⁸.

Probada la influencia fundamental de las perturbaciones del flujo aguas arriba, [Lasheras y Choi 1988 y Ashurst y Meiburg 1988] realizaron un estudio conjunto sobre un flujo perturbado, desde un punto de vista experimental (*Direct Interface Visualization*) los primeros y mediante simulación numérica los segundos. De esta forma, se pretendía ampliar el conocimiento de la geometría de la capa de mezcla y de las estructuras de vorticidad. Para controlar la aparición de estructuras secundarias impusieron sobre el flujo base una pequeña perturbación sinusoidal a través de una placa separadora⁹ lobulada.

La aportación fundamental de dicho estudio es que elabora un modelo sobre el origen y desarrollo de las estructuras secundarias, según el cual dichas estructuras surgen de pequeñas concentraciones de vorticidad residual (con la dirección de los vórtices primarios) que no ha sido absorbida por las estructuras primarias. La vorticidad residual resulta perturbada a lo largo de su envergadura por pequeñas perturbaciones (en este caso forzadas) y luego es estirada por el campo de deformaciones creado por las estructuras primarias. Como resultado, la vorticidad de la estructura se concentra y es redireccionada en la dirección de máximo esfuerzo, que es cercana a la de la corriente, formando la estructura de que da cuenta el modelo de Bernal y Roshko. Un esquema del mecanismo propuesto por Lasheras y sus colaboradores para la formación de las estructuras puede verse en la figura 2.6.

Lasheras y Choi comprueban que, durante el proceso de formación de las estructuras secundarias, las estructuras primarias mantienen su coherencia bidimensional, lo que les sugiere que las dos inestabilidades no actúan acopladas. Este efecto resulta asimismo interesante porque muestra que la estructura primaria no desarrolla un perfil ondulado como resultado de perturbaciones en los flujos aguas arriba. En cambio, las imágenes del estudio muestran cómo, prosiguiendo en su evolución, las estructuras secundarias avanzan hacia el interior de las estructuras primarias contiguas, formando de ese modo una cierta conexión entre

⁸ Es decir, las estructuras secundarias se forman y se desarrollan en los fustes entre dos estructuras primarias y posteriormente se propagan hacia el núcleo de éstas.

⁹ *Splitter plate*.

estructuras primarias consecutivas. Aparecen con ello interacciones no lineales entre estructuras y las estructuras primarias desarrollan su forma ondulada (3D), muy similar a la observada por [Breidenthal 1981]¹⁰. Lasheras y Choi observan en sus experimentos que dicha forma ondulada se encuentra en oposición a la desarrollada por la estructura secundaria, como aparece en la figura 2.6d. Dicho comportamiento será posteriormente observado por [Nygaard y Glezer 1991].

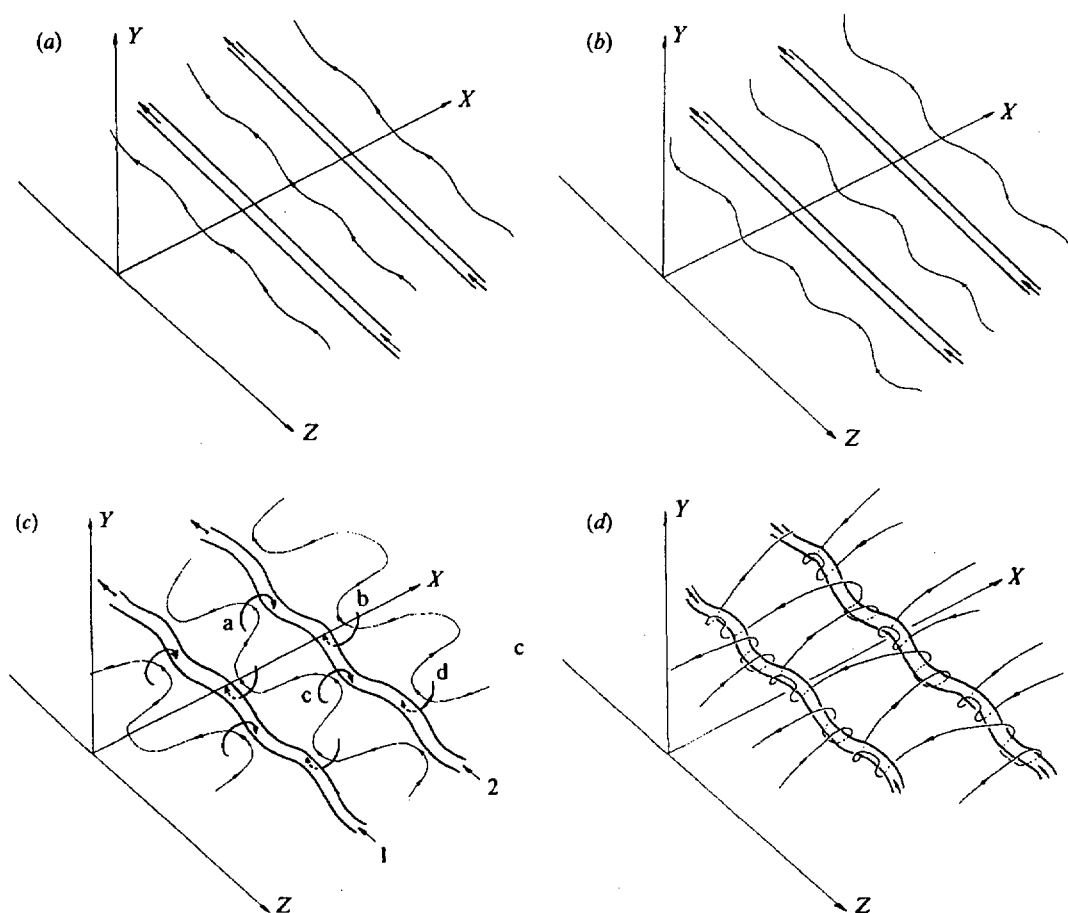


Figura 2.6. Mecanismo de formación de las estructuras secundarias a partir de filamentos de vorticidad presentes en los fustes y perturbados a lo largo de su longitud por una pequeña perturbación sinusoidal. Tomado de [Lasheras y Choi 1988].

En su estudio paralelo, Ashurst y Meiburg simulan numéricamente la evolución de las estructuras usando el método de vórtices discretos (no viscoso). Sus resultados muestran una buena conexión con los de Lasheras y Choi. Aparte de esta confirmación, sus resultados

¹⁰ Breidenthal denominó a este efecto 'wiggle', palabra que fue inicialmente muy utilizada pero que

prueban que la dinámica durante los primeros estados de desarrollo de la capa de mezcla puede ser entendida en clave de procesos no viscosos. Un punto de particular interés para los postulados de esta tesis es la constatación por Ashurst y Meiburg de que la simulación de los procesos no se asemeja a las observaciones experimentales si la capa de mezcla se modela como una capa de vorticidad de sentido único. Por el contrario, al utilizar dos capas superpuestas de sentido y circulaciones diferentes, la interacción entre las dos capas rompe la simetría del problema de una capa y los resultados son mucho más cercanos a las observaciones. Esto pone de manifiesto la importancia que en los procesos descritos tiene la estela debida al grosor no nulo de la placa separadora, aspecto que volverá a ser puesto de manifiesto experimentalmente por [Mehta 1991].

[Nygaard y Glezer 1991] aportan más detalle al modelo. En sus experimentos, descubren que la ondulación de la estructura primaria está asociada con una concentración de vorticidad, tanto en la parte superior como en la inferior de la estructura. Aparentemente, esto se debe a estiramientos y compresiones alternativas de la vorticidad de la estructura, argumento usado también por [Rogers y Moser 1992].

El desarrollo obtenido en el estudio de las estructuras coherentes que se desarrollan en la capa plana parece amplio. Queda, sin embargo, la duda sobre la posible existencia de nuevas inestabilidades. Se sabe que las dos inestabilidades conocidas se desarrollan a partir de un cierto número de Reynolds¹¹. La primera inestabilidad puede desarrollarse para Re bajos, del orden de 10. La segunda inestabilidad requiere Re más altos, del orden de 10^2 . Podría existir un nuevo tipo de inestabilidad que solo apareciera a Re mucho mayores, aunque actualmente no haya podido ser observada.

2.3.2 Influencia sobre el mezclado.

El control de la evolución de la capa de cortadura, haciendo uso del conocimiento adquirido en los estudios fundamentales revisados anteriormente, puede resultar útil en aplicaciones técnicas. Como aspectos interesantes desde este punto de vista podemos destacar el control del mezclado, la producción de ruido, etc. En este sentido, se han desarrollado diversas técnicas

parece haber caído en desuso.

¹¹ El número de Reynolds se define normalmente a partir de la diferencia de velocidades y el espesor de cantidad de movimiento.

efectivas para ello [Huang y Ho 1982, Oester y Wignanski 1982, Fiedler y Mensing 1985, Ho y Gutmark 1987, etc.]. Estos métodos no parecen alterar el mezclado de pequeña escala, sino que simplemente utilizan mecanismos para variar la cantidad de fluido ingerido por la capa de cortadura. De mayor interés resulta el estudio de la llamada ‘transición de mezclado’, término acuñado por [Konrad 1976].

[Roshko 1991], revisando trabajos de [Konrad 1976, Breidenthal 1981, Kochesfahani y Dimotakis 1986], postula la existencia, en todos los flujos de cortadura libre, de una transición en el nivel de mezclado. Dicha transición supone un cambio brusco entre dos niveles bien definidos, durante un intervalo de tiempos o distancias relativamente corto (en escala logarítmica). Como puede observarse en la figura 2.7, el proceso es similar para diferentes fluidos de trabajo (agua o gas): la transición ocurre para el mismo número de Reynolds¹². Esto parece razonable, ya que las inestabilidades y, por tanto, las estructuras presentes en el flujo, dependen directamente del Re y, por tanto, la topología será similar, independientemente del fluido de trabajo. No obstante, los niveles de mezclado sí son diferentes (mucho mayores en el gas) antes y después de la transición, siendo la ganancia también discordante (aditiva o multiplicativa). La diferencia de niveles es atribuida por Roshko a la relación de difusividades de los fluidos.

Inicialmente, se consideró que la transición era debida al paso a la tridimensionalidad de las estructuras dominantes en la capa de cortadura. [Bernal y Roshko 1985] muestran que el desarrollo de las estructuras secundarias de vorticidad (lo que supone de hecho el paso a 3D) ocurre aguas arriba de la transición y que éste no parece afectar demasiado al mezclado. [Roshko 1991] argumenta que el paso a 3D solo produce un aumento de superficie de contacto entre las dos corrientes y que el mezclado depende en mucha mayor medida del establecimiento de una estructura de pequeña escala en la zona, en la que la mezcla sólo se produce por difusión viscosa.

¹² Para sus estudios sobre la transición del mezclado, Roshko y sus colaboradores definen el número de Reynolds en cada punto aguas abajo a partir de la diferencia de velocidades y el grosor de la capa de vorticidad.

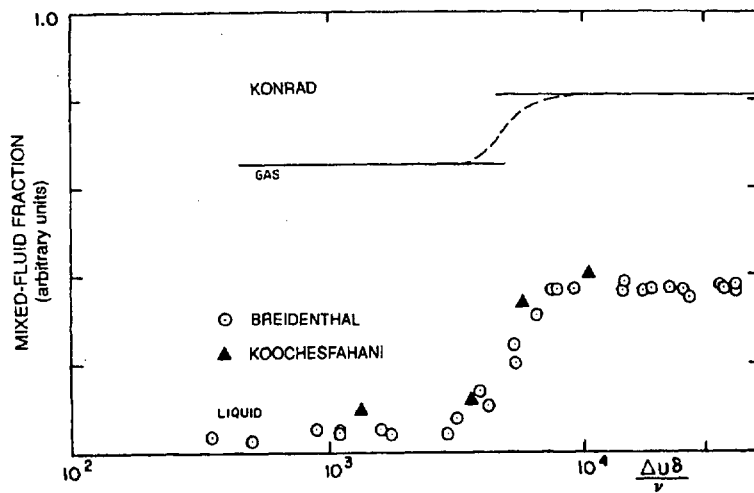


Figura 2.7. Transición de mezclado. En la gráfica se comparan resultados experimentales de [Konrad 1976] en flujos gaseosos con los de [Breidenthal 1981 y Kochesfahani y Dimotakis 1986] en agua, mostrando que la transición ocurre para similares números de Reynolds. Tomado de [Roshko 1991]

[Roshko 1991] propone dos explicaciones posibles para la generación de una estructura de pequeña escala en la capa de cortadura: el desarrollo de un nuevo tipo de inestabilidad que dé lugar a una estructura terciaria; o la manifestación de fenómenos de advección caótica en las capas de transición de las estructuras conocidas. La ausencia de evidencia experimental sobre un nuevo tipo de inestabilidad no es argumento suficiente para eliminar dicha hipótesis, ya que las estructuras terciarias resultantes pueden estar ocultas tras otros fenómenos del flujo. Sin embargo, Roshko razona que el segundo mecanismo (advección caótica) puede ser suficiente por sí solo para describir el mezclado de escalares durante el desarrollo de la capa de cortadura, mientras que el transporte de momento se puede describir mediante las dos estructuras conocidas.

La aparición de estos fenómenos de advección caótica no se debe directamente al paso a la tridimensionalidad y su causa no está totalmente aclarada. [Huang y Ho 1990], [Nygaard y Gletzer 1991] y [Bernal y Roshko 1985] lo relacionan con posteriores apareamientos de vórtices. Esto significa que el proceso de apareamiento tiene un doble efecto de transferencia de energía: hacia el rango sub-armónico por un lado y hacia el tope de alta frecuencia por otro. De cualquier forma, parece claro que el paso a la tridimensionalidad operado al desarrollarse la segunda inestabilidad, aunque no provoca directamente la transición de mezclado, si la influye, como argumentan [Bernal y Roshko 1985]. En dicho estudio, comparando sus observaciones



visuales (ya comentadas anteriormente) con medidas locales de concentración, concluyen que la transición de mezclado parece producirse por los efectos complementarios de la aparición de estructuras secundarias y posterior apareamiento de vórtices primarios. El mecanismo sería como sigue: el primer suceso inicia la tridimensionalidad en las estructuras y los posteriores apareamientos redistribuyen dicha organización 3D en el interior de las estructuras primarias.

Recientemente, [Lebouf y Mehta 1996] han estudiado el efecto del apareamiento de estructuras primarias en el desarrollo de la capa de cortadura. Para ello realizaron experimentos en los que forzaban axialmente el flujo con una señal en la que se sumaban dos señales sinusoidales de frecuencias f y $2f$. Lebouf y Mehta mostraron los diferentes tipos de apareamiento que aparecen, dirigidos por el desfase existente entre las dos señales, y obtuvieron una configuración ideal para un desfase de $22,5^\circ$. Este estudio plantea, por tanto, nuevos caminos para el estudio de la capa de cortadura y quizá para la búsqueda de mecanismos de control de los procesos de interés industrial (mezclado, producción de ruido, etc.).

Los estudios reseñados en esta sección parecen indicar la existencia de una relación entre el paso a la tridimensionalidad y la transición de mezclado, aunque los dos procesos no ocurran simultáneamente. En la presente tesis se estudiará el paso a la tridimensionalidad de las estructuras forzadas en el flujo; y se intentará aislar mecanismos que la provoquen, considerando que la base teórica permite suponer un efecto similar en la transición de mezclado y, de hecho, un control del mismo.

2.3.3 Tipos de excitación perpendicular al flujo. Comparación.

El trabajo realizado para el estudio de las interacciones de estructuras de vorticidad coherente en el campo cercano de flujos de capa plana (y fundamentalmente el estudio de [Lasheras y Choi 1988]) resulta de particular interés como referencia para la presente tesis. Aunque los flujos estudiados son diferentes, aparecen gran cantidad de puntos en común (como veremos en las consideraciones de las siguientes secciones). De este modo, el gran desarrollo alcanzado en el estudio de capas de mezcla planas permite tomar dicho conocimiento como punto de partida para muchos razonamientos o ideas que luego se pueden probar en otras geometrías. El estudio de Lasheras y Choi, particularmente, es la base para otros posteriores, realizados por Lasheras y sus colaboradores, que han sido la base de la presente tesis.

En el citado estudio se intentó comparar el efecto relativo de diversas perturbaciones, esencialmente la diferencia entre una perturbación en la dirección del plano central de la capa de mezcla y una transversal a la capa. Las respuestas eran similares (aunque con pequeñas diferencias), lo que era de esperar dada la naturaleza de la inestabilidad tridimensional. En la figura 2.8 puede observarse el mecanismo que permite explicar dicha similitud.

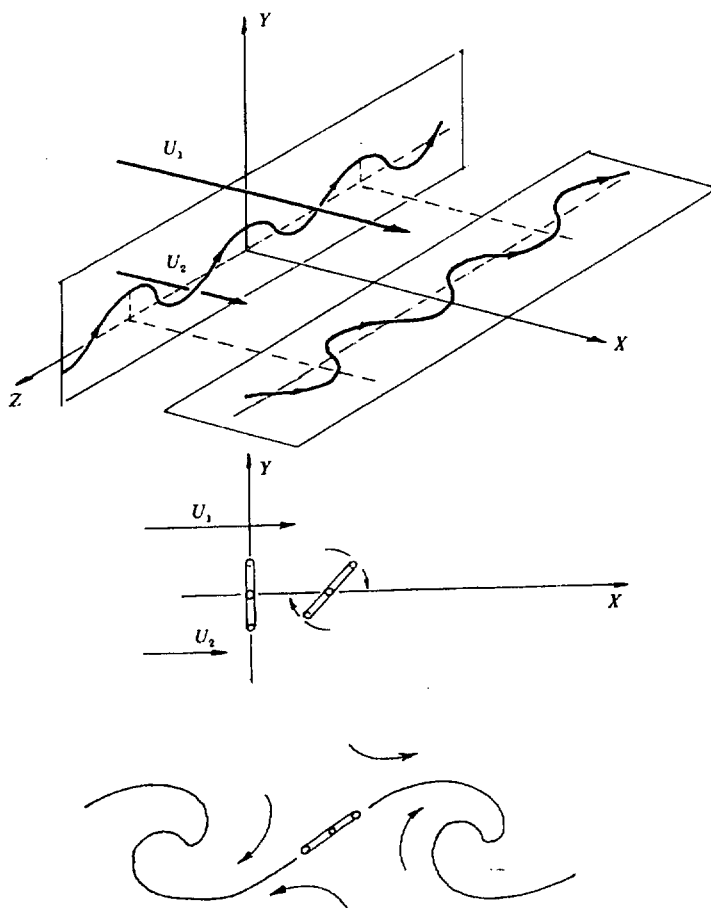


Figura 2.8. Similitud entre las perturbaciones longitudinales (sobre el eje x) y las transversales (sobre el eje y) en una capa de cortadura plana. Debido al campo de velocidades, la estructura rota sobre su eje, alineándose con la dirección de máximo esfuerzo. Tomado de [Lasheras y Choi 1988]

Lasheras y Choi argumentan que el filamento de vorticidad adquiere una forma sinusoidal similar a la de la perturbación impuesta. En el caso de la perturbación a lo largo del plano central de la capa, el filamento viaja inalterado aguas abajo. Sin embargo, en el caso de la perturbación transversal a la capa, el filamento sufre una rotación progresiva de 90° (debido a su desarrollo en zonas de diferente velocidad), abatiéndose sobre el plano central de la capa.

Por tanto, aguas abajo de la salida, ambas perturbaciones dan lugar a estructuras de disposición transversal similar.

2.4 Dinámica de vorticidad en chorros.

El estudio de la dinámica de chorros, tanto laminares como transicionales o turbulentos, fue intenso en la década de los 70, con, por citar algunos, los trabajos de [Becker y Massaro 1968, Beavers y Wilson 1970, Crow y Champagne 1972, Browand y Laufer 1975, Yule 1978, etc.]. Aunque en la década siguiente los estudios se centraron fundamentalmente en el flujo de capa plana, existen excepciones, como el trabajo de [Dimotakis et al. 1983], los de Hussain (revisados en [Hussain 1986]) o los de Wygnanski y sus colaboradores [Cohen y Wignanski 1985 a y b, Long y Petersen 1992]. En los últimos tiempos, una vez que parece haberse alcanzado un acuerdo general sobre los aspectos fundamentales del flujo de capa plana, se ha intentado extender el conocimiento adquirido a los chorros [Agüi y Hesselink 1988, Martin y Meiburg 1991, Liepmann y Gharib 1992, Lasheras et al. 1991, Grinstein et al. 1996, etc.] y las estelas (cilíndricas y planas) [Lasheras y Meiburg 1990, Bays–Munchmore y Ahmed 1993, Mansy et al. 1994, Williamson 1996 a y b, etc.]. Aparentemente, hasta el momento se ha realizado un mayor avance en las estelas que en los chorros.

Debe tenerse en cuenta que el desarrollo del flujo puede ser diferente, dependiendo de si el chorro descarga en una atmósfera estática o de si lo hace sobre un flujo irrotacional que circula en equicorriente. En la presente sección revisaremos los trabajos de mayor interés en chorros que descargan en una atmósfera estática y en la siguiente hablaremos de los chorros con coflujo, deteniéndonos en una revisión pormenorizada del trabajo de [Lasheras et al. 1991] para chorros con coflujo forzados, estudio que resulta un antecedente claro del presente trabajo.

En el campo cercano, los chorros pueden considerarse capas de mezcla axisimétricas y sus propiedades guardan bastante relación con las de una capa plana ([Liepmann y Gharib 1992]). Básicamente, la evolución de la capa de cortadura es la misma, salvo pequeñas variaciones debidas a la curvatura. Se desarrollan dos inestabilidades. La inicial, de Kelvin–Helmholtz, forma la estructura primaria del flujo, que en este caso tiene forma de anillos de vorticidad acimutal. Posteriormente, una inestabilidad secundaria marca el desarrollo de estructuras de vorticidad en la dirección axial, que resultan muy similares a las observadas por [Bernal y Roshko 1985, Lasheras y Choi 1988, etc.].

Sin embargo, cuando nos desplazamos aguas abajo, la capa de cortadura va aproximándose al eje del flujo y la región potencial, con una diferencia de velocidades a ambos lados de la capa constante, finaliza. A partir de este momento ($x/D > 5$), la diferencia de velocidades que sostenía la capa de cortadura comienza a decrecer y, como resultado, los anillos de vorticidad que se sustentaban en ella decaen más rápidamente de lo que lo harían en el caso de capa plana. Por ello, en esta zona la competencia entre estructura primaria y secundaria puede resultar en configuraciones de la capa de cortadura de un chorro que contengan divergencias fundamentales con las de un flujo de capa plana. Más aún, también es necesario tener en cuenta que el proceso de apareamiento es diferente en chorros que en capas planas, ya que en los primeros, las estructuras primarias sufren procesos de contracción y de expansión. Liepmann y Gharib, en su trabajo experimental en chorros axisimétricos ([Liepmann y Gharib 1992]), consideran que los dos efectos señalados influirán positivamente en la evolución de las estructuras secundarias, que en chorros tendrán una mayor importancia relativa que en flujos planos.

[Crow y Champagne 1972, Browand y Laufer 1975, Yule 1978, etc.] muestran que el desarrollo inicial del flujo viene determinado por estructuras coherentes de gran escala; y cómo la transición a un flujo totalmente desarrollado pasa por una deformación tridimensional ordenada de dichas estructuras. [Yule 1978], a partir de metódicas visualizaciones del flujo, desarrolla un modelo de la geometría del chorro. El esquema diseñado por Yule puede verse en la figura 2.9. En primer lugar se produce el crecimiento de la estructura primaria a través de procesos de apareamiento. Después, estas estructuras en forma de anillo desarrollan una estructura acimutal que puede desestabilizarse violentamente, produciéndose la transición a flujo turbulento. Durante este proceso, Yule observó que partes del anillo podían ser extraídas formando pequeños filamentos cerrados de vorticidad. Este proceso será luego observado o sugerido por muchos otros investigadores y aparece repetidas veces en el presente estudio. Yule postuló que la inestabilidad acimutal de los anillos de vorticidad propiciaba, a través de interacciones entre estructuras cercanas, la transición a la turbulencia. Como se ve, el escenario expuesto por estos investigadores tiene profundas conexiones con lo observado en capas planas.

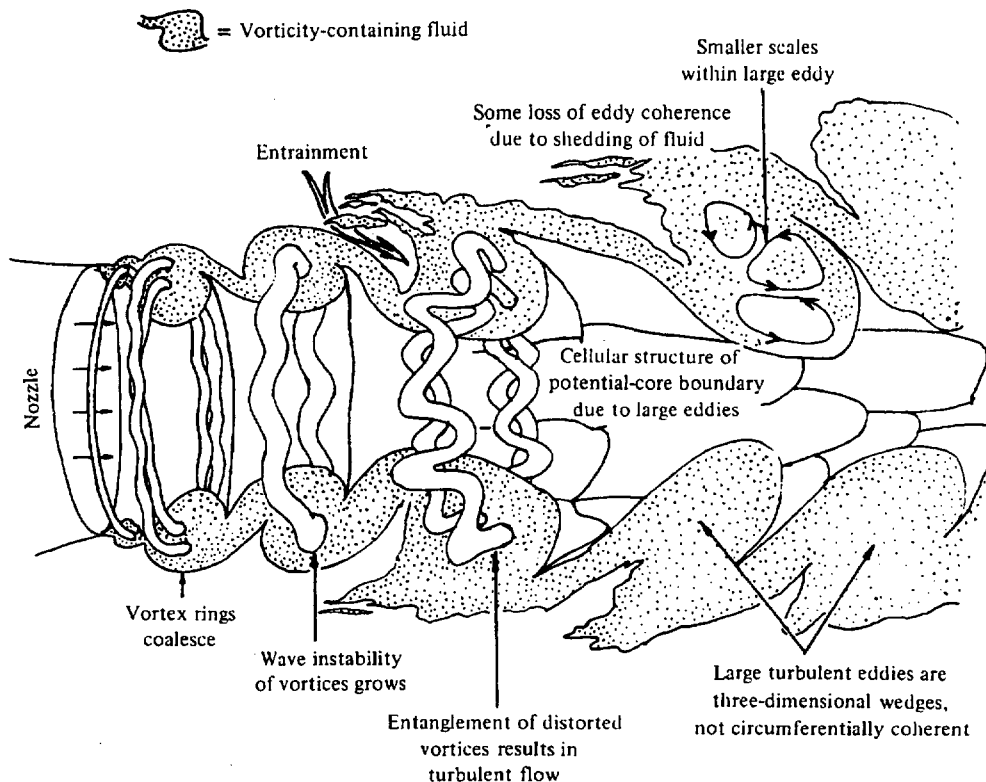


Figura 2.9. Modelo de la geometría de un chorro axisimétrico. Tomado de [Yule 1978].

El estudio de la citada inestabilidad acimutal pasa a ser, por tanto, de crucial importancia para la comprensión de los procesos descritos. Podría posiblemente desarrollarse un razonamiento similar al utilizado por [Lasheras y Choi 1988] para capas planas, lo que involucraría estructuras de origen perturbativo desarrollándose en el campo de deformaciones entre dos anillos. Sin embargo, la inestabilidad acimutal se ha relacionado generalmente con la inestabilidad de onda corta descubierta en anillos de vorticidad aislados por S. Widnall y referida en [Widnall et al. 1974, Maxworthy 1974 y 1977]. En realidad, parece existir un desacuerdo sobre el mecanismo que produce la inestabilidad acimutal en chorros, entre una inestabilidad individual (del anillo de vorticidad) observada por Widnall o una inestabilidad cooperativa¹³, en la que el campo de deformaciones y velocidades determinadas por la ley de Biot–Savart jugaría un papel decisivo.

¹³ Los conceptos de inestabilidad individual e inestabilidad cooperativa siguen las definiciones dadas en [Saffman 1981].

Hussain y sus colaboradores desarrollaron un extenso trabajo en chorros, estelas y capas planas ([Hussain 1979, Hussain y Zaman 1980, Hussain y Clark 1981, Zaman y Hussain 1981, etc.]). Dicho trabajo es revisado en su recapitulación sobre el desarrollo del estudio de las estructuras coherentes, [Hussain 1986]. Entre sus logros destacan la identificación del modo de preferencia de un chorro, la medida de estructuras secundarias de vorticidad en los fustes y el estudio del proceso de reconexión.

[Hussain y Zaman 1980] estudiaron las estructuras forzadas en un chorro circular. La amplitud de perturbación (axial) era del 2% de la velocidad, por lo que las estructuras primarias resultantes se suponían similares a las naturales. En sus medidas distinguen dos regiones en un chorro: una primera, potencial, axisimétrica, con $x/D < 1$, donde la capa de cortadura se escala con el espesor de cantidad de movimiento θ y el efecto de la curvatura es despreciable (es decir, los resultados de capa plana son directamente aplicables); y otra para $x/D \geq 1$, donde el escalado es con D y el efecto de la curvatura ya es considerable. En cada región obtienen el modo preferente a partir del número de Strouhal ($St_\theta = 0.012$ y $St_D = 0.85$, mientras que los valores tradicionales eran 0.017 y 0.3 respectivamente). Las implicaciones de estos resultados en nuestro experimento se reseñarán en el capítulo 5.

Hussain y sus colaboradores llegan a la existencia de las estructuras secundarias por un método completamente distinto al expuesto anteriormente (basado en visualizaciones), ya que consideran que dichas medidas son muy propensas a error, como se explica en la sección 2.6.4. Midiendo la producción de turbulencia, hallan un máximo en los fustes e infieren que, a falta de otros efectos, debe estar motivado por el estiramiento de estructuras de vorticidad en la zona. Dado el campo de deformaciones existentes, dichas estructuras deberán ser longitudinales y el campo concentrará su vorticidad (por conservación del momento angular) al producir su estiramiento. Es importante recordar que medidas similares se realizan para los tres flujos estudiados (chorros, estelas y capas planas), llegando a conclusiones similares.

Por último, estudiaron el proceso de reconexión de vórtices (que denominan “*cut and connect mechanism*”) como posible mecanismo generador de estructuras de pequeña escala y como activador de modos helicoidales, presentando un modelo sencillo del proceso.

Resulta también de gran interés el trabajo, teórico y experimental, desarrollado por Wignanski y sus colaboradores (Universidad de Arizona, Universidad de Tel Aviv). Sobre la base del trabajo de [Gaster et al. 1985] en capas de mezcla plana, [Cohen y Wignanski 1987 a y

b] estudiaron la evolución de inestabilidades en chorros axisimétricos. Su conclusión es que existe un número infinito de modos acimutales inestables, que no se desarrollan en circunstancias normales debido a la casi total ausencia de perturbaciones acimutales. Los modos de inestabilidad se ven influidos por dos escalas de longitud, que definen las inestabilidades más amplificadas y, por tanto, controlan las interacciones no lineales que se producen posteriormente entre ellas. Estas escalas son el grosor local de la capa de cortadura y el diámetro del chorro (*jet column scale*). Cohen y Wignanski observan que, según se desarrolla el flujo y el espesor de la capa de cortadura crece, se produce un filtrado de los modos acimutales de alto orden, por lo que, al final de la zona potencial, solo es inestable el modo helicoidal.

Por tanto, mediante una excitación activa¹⁴ de diversos modos acimutales en el campo cercano (directamente a la salida), Cohen y Wignanski son capaces de hacer aparecer diferentes inestabilidades en el flujo, aparte de la inestabilidad axisimétrica, que interaccionarán entre ellas. Sobre esta base, [Cohen y Wignanski 1987b] estudian diferentes tipos de actuación y llegan a la conclusión de que una excitación que contenga dos longitudes de onda separadas una octava produce el efecto más notable sobre la capa de mezcla, cambiando la geometría axisimétrica del chorro. La elección de dichas longitudes de onda y de su desfase abre varias posibilidades, revisadas posteriormente por diversos autores (por ejemplo, [Long y Petersen 1992]). Cohen y Wignanski observan que, para pequeñas amplitudes de excitación, el crecimiento resonante entre las dos ondas depende fundamentalmente del desfase entre ellas, mientras que al aumentar la amplitud de excitación el efecto desaparece. Posteriormente, Wignanski y sus colaboradores han desarrollado esta técnica de excitación activa de los modos inestables de un flujo en multitud de flujos diferentes ([Wignanski 1998]).

[Agüi y Hesselink 1988] realizaron un estudio de visualización tridimensional sobre un chorro axisimétrico con coflujo, excitado acústicamente para anclar las estructuras primarias (anillos de vorticidad acimutal) en una determinada longitud de onda. El estudio resulta más una prueba del sistema de medida que una profundización en la geometría del flujo. De todos modos, los resultados muestran claramente la aparición y desarrollo de las dos inestabilidades

¹⁴ El mecanismo de excitación acimutal de [Cohen y Wignanski 1987] se basa en la perturbación acimutal del chorro en el labio de la tobera, haciendo uso de un sistema de altavoces distribuidos a lo largo de la circunferencia. Este método es fundamentalmente diferente a los empleados por otros investigadores y al

características, siguiendo procesos que resultan muy similares a los estudiados por Corcos y Lin, Bernal y Roshko o Lasheras y Choi en capas planas.

[Martin y Meiburg 1991] realizaron un estudio numérico sobre chorros sometidos a perturbaciones axisimétricas y acimutales, siguiendo una metodología muy similar a la del trabajo realizado por [Ashurst y Meiburg 1988] y comentado anteriormente. El estudio pone de manifiesto los procesos de dinámica no viscosa que dirigen la evolución del flujo mediante la simulación del problema con filamentos de vorticidad.

En primer lugar, la perturbación sinusoidal axial¹⁵ provoca la formación de anillos de vorticidad equiespaciados, conectados por fustes de los que se desaloja la vorticidad acimutal presente inicialmente. El mecanismo es muy similar al estudiado en capas planas, aunque la curvatura de la capa de cortadura del chorro produce una pérdida de simetría en comparación con el flujo plano. Debido a ello, la posición del punto de remanso (y máximo esfuerzo) entre dos estructuras primarias se desplaza ligeramente en dirección del eje del chorro, como puede verse en la figura 2.10. Como resultado, surge una marcada diferencia entre los lados de aguas arriba y aguas abajo del anillo de vorticidad, disminuyendo la vorticidad del primero con mayor velocidad que la del segundo. El efecto que esto tiene sobre la evolución de las estructuras no es determinado por Martin y Meiburg, pero es observado también por [Tso y Hussain 1989]. Estos últimos le atribuyen un papel en la activación del mezclado de pequeña escala, que se realiza fundamentalmente en el lado de aguas abajo, donde la distorsión de las estructuras es mayor.

En segundo lugar, la perturbación sinusoidal acimutal provoca en los fustes la aparición de regiones intercaladas de vorticidad axial de uno y otro signo. El signo viene determinado por una competición entre efectos de inducción locales y globales (de la forma comentada por [Lin y Corcos 1985]). Posteriormente, dicha distribución de vorticidad colapsa a causa del campo de deformaciones creado por los anillos de vorticidad cercanos, dando lugar a una distribución periódica de pares contrarrotatorios de tubos redondos de vorticidad axial. Al mismo tiempo,

utilizado en esta tesis.

¹⁵ En el estudio de [Martin y Meiburg 1991], la perturbación sinusoidal axial es del 5% de la circulación media de los filamentos y su longitud de onda es de 2π ; y la perturbación sinusoidal acimutal es del 5% de dislocación radial de los filamentos axisimétricos iniciales y su longitud de onda es de $2\pi/5$.

los anillos de vorticidad desarrollan una forma ondulada. El mecanismo global resulta muy similar al que aparece en capas planas.

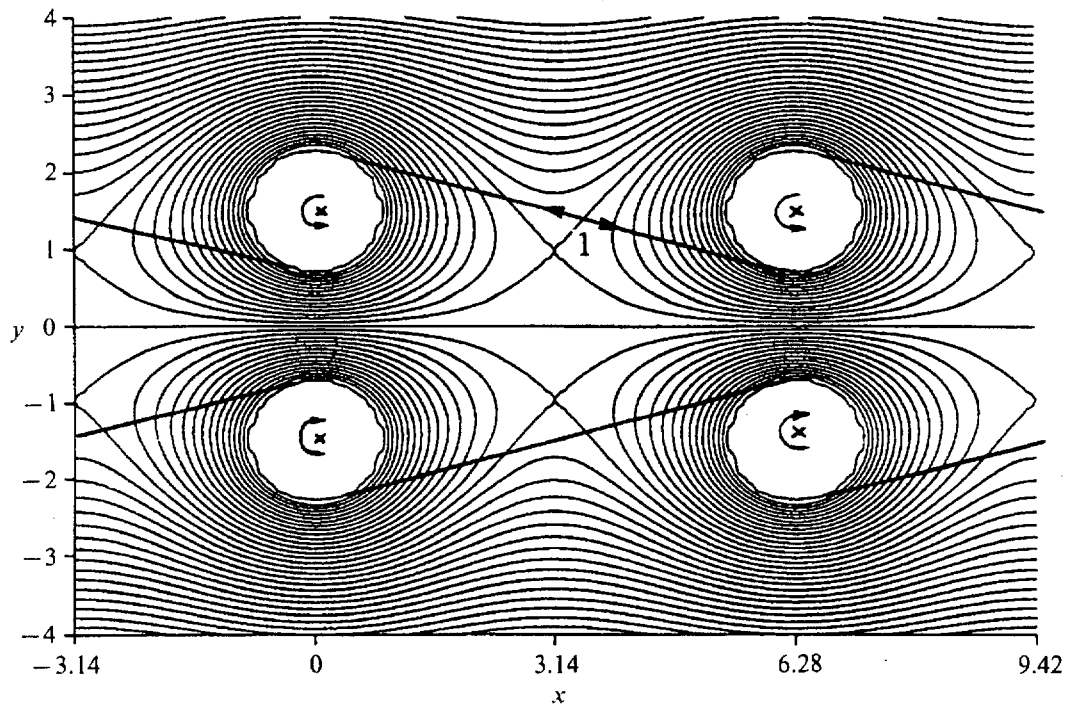


Figura 2.10. Líneas de campo del campo de deformaciones creado por las estructuras primarias del chorro, según el cálculo numérico de Martin y Meiburg. Puede observarse cómo el punto de remanso se desplaza hacia el interior con relación a su colocación ideal en una capa de cortadura plana. Tomado de [Martin y Meiburg 1991].

El número de estructuras secundarias a lo largo del anillo (5) es elegido por Martin y Meiburg sobre la base de los estudios previos de [Martin et al. 1990 y Glauser et al. 1991] que indican que ésta es la longitud de onda más favorecida¹⁶. Este mismo valor será utilizado en los experimentos de esta tesis.

Martin y Meiburg observan que la evolución del flujo muestra una clara dependencia con el factor R/θ , que relaciona el radio del chorro con el espesor de cantidad de movimiento. Para una capa de cortadura relativamente estrecha ($R/\theta = 22.6$) los anillos de vorticidad (inicialmente bidimensionales) rotan lentamente alrededor de su centro (como un volante), lo cual evita el desarrollo de una inestabilidad acimutal del anillo (manteniéndose

¹⁶ Nótese que este valor experimental está en contradicción con los valores propuestos en los estudios teóricos de Widnall. [Brancher et al. 1994] utilizan el criterio de [Pierrehumbert y Widnall 1982] y logran un buen acuerdo, usando salidas triangulares.

bidimensionales), a pesar de la formación de estructuras secundarias en los fustes. Para capas mas gruesas ($R/\theta = 11.3$) los anillos de vorticidad no rotan, desarrollando una estructura ondulada que crece exponencialmente, a la vez que se observa un crecimiento mucho mayor de la capa de cortadura aguas abajo. Estudiando con detenimiento este segundo caso, Martin y Meiburg muestran una clara correspondencia entre la aparición de los tubos de vorticidad axial concentrada y la ondulación de los anillos de vorticidad acimutal. Asimismo, observan que los vórtices secundarios imponen una componente de flujo axial (periódica en el acimut) en el núcleo de los anillos de vorticidad. Como puede observarse, estos procesos son esquemáticamente idénticos a los que ocurren en capa plana.

Por último, Martin y Meiburg sugieren la posibilidad de un proceso de reconexión entre tubos de vorticidad axial, cuya continuidad suponen, apoyándose en el modelo de [Bernal y Roshko 1985]. Dicho proceso originaría filamentos cerrados de vorticidad que probablemente resultarían eyectados lateralmente, asemejándose a los procesos observados por [Yule 1978] y estudiados por [Hussain 1986]. Sin embargo, al utilizar un método no viscoso les resulta imposible observar el proceso. Un esquema de su propuesta puede verse en la figura 2.11.

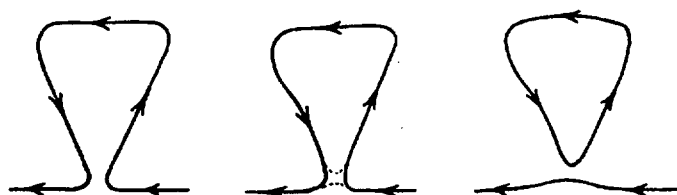


Figura 2.11. Esquema del proceso propuesto por Martin y Meiburg de reconexión de las estructuras secundarias. Tomado de [Martin y Meiburg 1991].

Resulta interesante observar las similitudes y diferencias entre este estudio y el realizado en capa plana por [Ashurst y Meiburg 1988]. Aparte de la similitud de procesos descritos, es relevante reseñar que los dos estudios concluyen que la elección del sentido (axial o radial) de la perturbación acimutal no provoca modos de organización diferentes de las estructuras. Este resultado no puede extenderse a estelas ([Meiburg y Lasheras 1990]).

El trabajo de [Martin y Meiburg 1991] quizá pretendía la complementariedad alcanzada en capas planas entre el citado trabajo, numérico, y el experimental de [Lasheras y Choi 1988]. Sin embargo, el trabajo de [Lasheras et al. 1992], aunque se realiza para una configuración similar, involucra un flujo exterior, en equicorriente, y amplitudes de perturbación mucho

mayores (50–80%, frente al 5% ensayado por Martin y Meiburg), lo que elimina la similitud con el flujo natural. Los diversos trabajos realizados para la presente tesis doctoral suponen una continuación del trabajo de [Lasheras et al. 1991], por lo que un estudio en correspondencia directa con el de Martin y Meiburg queda como campo de trabajo para proyectos futuros. Sin embargo, como fundamento para el presente trabajo, su estudio resulta fundamental al exponer procesos como el desarrollo de las estructuras o la reconexión de las estructuras secundarias, procesos que seguramente ocurrirán en nuestra configuración.

Por otro lado, [Liepmann y Gharib 1992] estudian el flujo natural de un chorro axisimétrico de forma experimental, centrándose en el campo cercano ($x/D < 10$) y para números de Reynolds del orden de 5000 (aunque eventualmente alcanzan 25000). Utilizando LIF y medidas de la velocidad en planos perpendiculares al eje del chorro mediante DPIV¹⁷, refrendan la importancia de las estructuras secundarias en el mezclado y, en general, en la evolución dinámica del chorro, mediante efectos que van más allá de la simple generación de un movimiento tridimensional e involucran procesos de succión interna. Liepmann y Gharib señalan la notable similitud entre las estructuras secundarias que se desarrollan en chorros y las modeladas por [Bernal y Roshko 1985] y observan que la influencia de dichas estructuras va aumentando conforme se desarrolla el flujo, a la vez que el efecto de las estructuras primarias decae. Al final de la zona potencial, señalan, el flujo está completamente dominado por las estructuras secundarias.

[Monkewitz y Pfizenmaier 1991] estudiaron mediante LDV chorros transicionales forzados axialmente a altas amplitudes y números de Strouhal cercanos a 0.4, descubriendo la aparición de eyecciones (que ellos denominan “*side jets*”, chorros laterales). Las eyecciones parecían provenir de pares contrarrotatorios de vórtices longitudinales localizados en los fustes. Monkewitz y Pfizenmaier comparan los resultados del chorro forzado con los de un chorro autoexcitado por diferencia de temperatura (densidad) de las corrientes verticales, lo cual induce flotabilidad diferencial. Encontraron amplias similitudes y un escalado similar de la velocidad de las eyecciones con la fuerza de los anillos de vorticidad. Los trabajos de Monkewitz y sus colaboradores en chorros con diferencia de densidad o temperatura son sucintamente revisados en la sección 2.6.2.

¹⁷ *Digital Particle Image Velocimetry.*

Entre el resto de los estudios en chorros cabe citar los trabajos de Grinstein y sus colaboradores [Grinstein et al.1995, Grinstein et al. 1996, Grinstein y DeVore. 1996, etc.] que estudian chorros de sección cuadrada o chorros axisimétricos forzados acimutalmente (mediante pequeñas cuñas dispuestas en el labio de la tobera). En chorros cuadrados observan el efecto de rotación de eje (*axis switching*) previamente descrito por [Ho y Gutmark 1987] en chorros elípticos. Este mecanismo puede estar relacionado con alguno de los diferentes modos de eyección observados por [Lasheras et al. 1992] (ver siguiente sección) y nuevamente en el presente trabajo (ver capítulos 3 y 6). En chorros axisimétricos [Grinstein et al.1995] plantean un modelo de transición a la turbulencia basado en el proceso de apareamiento de dos anillos de vorticidad. También estudian mecanismos de control basados en dinámica de las estructuras coherentes sobre llamas de difusión ([Grinstein et al. 1996]). Grinstein y sus colaboradores utilizan fundamentalmente simulación numérica y consideran chorros sin coflujo.

Por último, [Tso y Hussain 1989] estudiaron la zona totalmente desarrollada del chorro para altos números de Reynolds, descubriendo la aparición de tres tipos de estructuras: axisimétricas, helicoidales¹⁸ y doble-helicoidales. Tso y Hussain comprobaron que las estructuras helicoidales eran la configuración dominante, lo cual había sido pronosticado por el análisis de estabilidad lineal de [Batchelor y Gill 1962] y por [Cohen y Wygnanski 1987]. Las estructuras de dicha configuración tenían un fuerte movimiento radial hacia el exterior, al tiempo que aparecían eyecciones locales de fluido turbulento exterior, que posteriormente resultaba re-succionado junto a fluido irrotacional exterior. Tso y Hussain apuntaban que la suma de estos dos efectos controla el transporte de cantidad de movimiento y el aumento de sección del chorro.

2.5 Dinámica de vorticidad en chorros con coflujo. Antecedentes directos del presente estudio.

En los estudios reseñados en la sección anterior no existe o se desprecia la existencia de un flujo paralelo exterior al chorro. El motivo de la inclusión de un flujo exterior es estabilizar el chorro e impedir (en el caso de chorros confinados) la recirculación del flujo; aparte de estos efectos, se suele considerar que su efecto en la dinámica del chorro resulta despreciable. Con

¹⁸ Las estructuras helicoidales han sido ampliamente estudiadas, tanto experimental como numéricamente [Strange y Crighton 1983, Martin y Meiburg 1992, etc.]

ello, se considera comparable el flujo de un chorro sin flujo exterior con otro con él, necesitando simplemente cambiar como escala de velocidades la velocidad del chorro por la diferencia de velocidades entre el chorro y el flujo exterior.

Podemos, sin embargo, recordar que, según [Ashurst y Meiburg 1988], la componente de estela debida a la existencia de dos capas límite, a ambos lados de la placa separadora de las corrientes, es fundamental en el desarrollo del flujo de capa plana. En un sentido similar, el efecto de la estela desde el labio de la tobera es tenido en cuenta en los estudios de chorros coaxiales¹⁹ [Dahm, et al. 1992, Wicker y Eaton 1993]. Por tanto, dado que un chorro sin flujo exterior en equicorriente carece de la componente de estela que aparece en un chorro con coflujo, su desarrollo será diferente y debe tenerse en cuenta.

Existe abundante bibliografía sobre chorros con coflujo. Las características fundamentales del flujo natural se encuentran revisadas en [Gibson 1986]. De especial interés son los trabajos de Perry y sus colaboradores ([Perry y Lim 1978, Perry *et al.* 1980, Perry y Tan 1984] sobre la organización y la dinámica de las estructuras de vorticidad en chorros con coflujo y estelas. Los experimentos de Perry se desarrollan a bajos números de Reynolds, por lo que aparecen modos helicoidales y tratan también flujos con diferencia de densidades entre las corrientes. En sus visualizaciones, observan la aparición de estructuras laterales similares a las observadas posteriormente por Monkewitz y sus colaboradores (sección 2.6.1) y por [Lasheras *et al.* 1992]. Otro trabajo interesante es el de [Gladnick *et al.* 1990], en el que se estudia la evolución en el campo cercano de un chorro de un CFC²⁰ con coflujo de aire. Gladnick y sus colaboradores estudian el efecto de la relación entre las velocidades de los dos chorros, para valores menores y mayores que uno, observando la aparición y desarrollo de estructuras de vorticidad de ambos signos.

El estudio de [Lasheras, Liñán, Lecuona y Rodríguez 1992] supone un claro antecedente de los estudios realizados para esta tesis doctoral. El capítulo 3 recoge la presentación y análisis de medidas de visualización obtenidas en el mismo sistema experimental, pero con posterioridad a

¹⁹ En la literatura se suele denominar chorro coaxial a un flujo en el que la capa de cortadura de la corriente exterior con el ambiente / entorno interfiere con la producida entre las dos corrientes. Dado que éste no es nuestro caso, hemos preferido la denominación de chorro con coflujo. [En inglés se diferencian estos flujos mediante los adjetivos *coaxial* y *coflowing*.]

²⁰ Cloro-Fluoro-Carbono.

las expuestas en el citado artículo. Por tanto, parece adecuado hacer aquí una revisión detallada del estudio. La instalación utilizada se detallará sucintamente en el capítulo 3.

2.5.1 Resultados de [Lasheras, Liñán, Lecuona y Rodríguez 1992].

[Lasheras, Liñán, Lecuona y Rodríguez 1992] tratan de definir las diferentes geometrías posibles en un chorro con coflujo, forzado axial y acimutalmente. Distinguen cuatro configuraciones principales o modos, los cuales muestran la aparición de determinados tipos de eyecciones que se desarrollan en dirección radial desde el chorro interior. Cada uno de estos modos es característico de un rango de amplitudes y frecuencias de forzado y se comprobó que las eyecciones están alineadas con los lóbulos que introducían el forzado acimutal. En estos experimentos se utilizaron salidas lobuladas del tipo denominado corrugado, en la que el perfil sinusoidal se desarrolla axial y radialmente, como se puede observar en la figura 2.12. Para definir la posición acimutal, denominaremos a partir de ahora al punto donde la salida mantiene el radio del chorro como valle y a la posición donde la coordenada radial es mínima como vértice²¹.

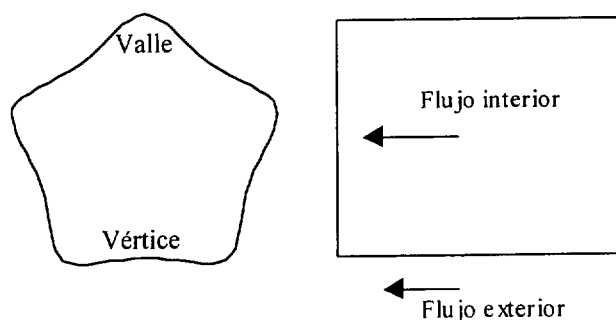


Figura 2.12. Alzado y vista lateral de la salida corrugada.

Con esto, los diferentes modos vienen definidos de la siguiente forma:

- Para baja amplitud de forzado y frecuencias axiales que resultan en longitudes de onda del orden del diámetro del chorro interior, el chorro sigue un proceso de inestabilidad típico de una capa de cortadura cilíndrica y no existe ningún tipo de estructuras laterales.

²¹ Esta forma de definición es contraria a la utilizada por [Lasheras et al. 1992], pero resulta mas adecuada para comparar con toberas dentadas, utilizadas en el capítulo 3 y siguientes.

- Para frecuencias de forzado mayores y amplitudes bajas aparece, superpuesto al campo anterior, un conjunto de estructuras de tipo eyección dispuestas periódicamente a lo largo de la periferia del jet y en posiciones alineadas con los vértices
- Al aumentar la amplitud de forzado hasta niveles cercanos al 50% las estructuras anteriores se ven amplificadas y se desarrollan en la dirección radial.
- Para mayores frecuencias de excitación y mayores amplitudes se observa que el número de eyecciones se dobla, apareciendo alineadas con los valles y entre ellas otras alineadas con los vértices.

Estos cuatro modos son observados por [Lasheras, Liñán, Lecuona y Rodríguez 1992], que desarrollan una teoría explicativa de la dinámica de vorticidad que provocaba cada modo. Dicha teoría se basa en la existencia de dos anillos de vorticidad contrarrotatorios, de una forma similar a las dos capas de vorticidad superpuestas y de sentido contrario referidas por [Ashurst y Meiburg 1988]. En la figura 2.13 pueden verse sus esquemas explicativos.

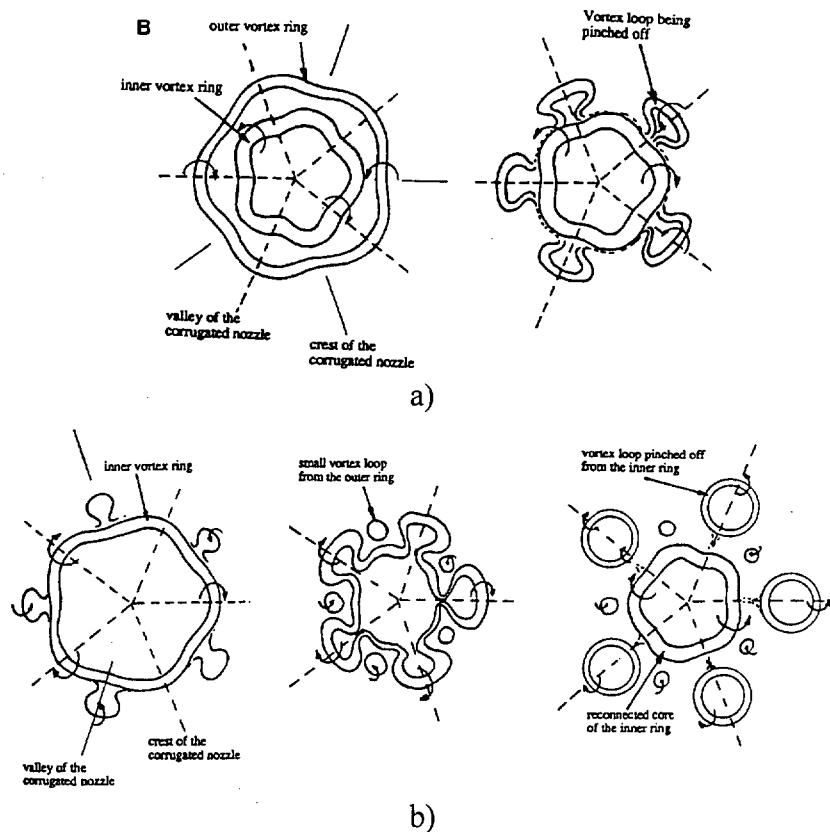


Figura 2.13. Procesos para la generación de filamentos de vorticidad reconectados que resultan en eyecciones laterales: a) eyección de vértice, b) eyección de valle o doblado de eyecciones. Tomado de [Lasheras et al. 1992].

La figura 2.13a muestra el mecanismo mediante el que se producen las eyecciones alineadas con los vértices. La figura 2.13b describe el mecanismo para amplitudes de perturbación mayores (es decir, mayor concentración de vorticidad en las estructuras), lo que da eyecciones más claras en posiciones alineadas con los valles. Como veremos en el capítulo 3, nuestros resultados muestran un acuerdo con el modelo a, pero no con el b, ya que las eyecciones parecen contener, invariablemente, vorticidad del mismo signo (correspondiente al anillo débil, contrarrotatorio). En el capítulo 7 se dará una explicación diferente al cambio de posición acimutal de las estructuras.

Con posterioridad a este trabajo, Lasheras y sus colaboradores han proseguido sus investigaciones para este tipo de flujos ([Prestridge y Lasheras 1996, Lasheras y Prestridge 1997, Prestridge y Lasheras 1998, Prestridge 1998]). En estos trabajos estudia el comportamiento de chorros turbulentos, midiendo la vorticidad acimutal y otras magnitudes derivadas del campo de velocidades bidimensional, como la succión del chorro interior. El modelo de la dinámica del campo cercano que se desprende de estos estudios es fundamentalmente el explicado anteriormente.

2.6 Otros aspectos de interés para el presente trabajo.

En este apartado se va a comentar brevemente las similitudes del flujo estudiado en esta tesis con flujos con diferencias de densidades, que han sido ampliamente estudiados en el pasado. Además, y dado que la evidencia experimental del presente trabajo consiste mayoritariamente en visualizaciones, se comentarán los errores a los que puede inducir su estudio. Por último, se hablará brevemente de los campos de aplicación de este tipo de estudios.

2.6.1 Inestabilidad local y global. Chorros absolutamente inestables

Monkewitz y sus colaboradores [Monkewitz et al. 1989, Sreenivasan et al. 1989, Monkewitz et al. 1990, Monkewitz y Pfizenmaier 1991] han estudiado el desarrollo de inestabilidades en chorros axisimétricos con diferencia de densidad o temperatura respecto al ambiente en el que se desarrollan. Sus conclusiones muestran que dichos flujos desarrollan modos auto-excitados que varían fundamentalmente la apertura del chorro, mediante la aparición de eyecciones laterales. Además, llegan a la conclusión de que los procesos en este tipo de flujos son fundamentalmente similares a los de chorros fuertemente forzados axialmente. Monkewitz y sus colaboradores estudiaron la aparición de modos de inestabilidad local y global, convectiva

y absoluta, en estos flujos. Una revisión de estos conceptos puede encontrarse en [Huerre y Monkewitz 1990]. El estudio de la propagación aguas arriba y/o abajo de las inestabilidades es complejo y no será descrito aquí.

2.6.2 Problemas de la visualización

Como ha podido verse, una gran parte del trabajo reciente sobre la dinámica de las estructuras coherentes se ha realizado mediante estudios de visualización. Dichas medidas resultan útiles pero no hay que olvidar sus limitaciones, lo que podría inducir a error. Una buena revisión de estas limitaciones puede verse en [Hussain 1986]. Dado que una parte importante del presente trabajo se basa en estudios de visualización, conviene resaltar y revisar estos problemas.

Para obtener medidas de visualización de un flujo es necesario sembrarlo con marcadores²² aguas arriba de la zona de medida. Por ello, en la zona de medida, los marcadores reflejan la integración de la historia de los movimientos que hayan seguido desde el momento de la inyección, y no la dinámica local. La difusividad molecular del marcador en el fluido de trabajo afecta en dos frentes. Por un lado, provoca que la concentración de los marcadores y, por tanto, la precisión de los frentes, decrezca rápidamente (más en presencia de difusión turbulenta)²³. Esto obliga a la utilización de marcadores con número de Schmidt alto ($Sc \approx 2000$)²⁴. Por otro lado, a causa de esto, la difusividad molecular de la vorticidad y la de los marcadores es muy diferente, por lo que la vorticidad puede haber desaparecido, difundida, de una zona donde los marcadores continúen mostrando sus secuelas (arrollamientos).

Por todo ello, en flujos turbulentos e incluso laminares, el contorno visualizado a través de marcadores puede ser muy diferente del contorno de vorticidad. Por este motivo, en paralelo con las medidas de visualización, se suelen realizar otros estudios, numéricos o experimentales, que permitan una medida de la vorticidad. Como ejemplos, baste citar la visualización de [Lasheras y Choi 1988] junto al cálculo numérico de [Ashurst y Meiburg 1988] o la

²² Los marcadores comunes son colorantes, humo o burbujas de hidrógeno, sustancias fluorescentes, etc.

²³ Cuando el marcador se consigue por reacción química en la capa de mezcla (DIV), como es el caso de las visualizaciones del capítulo 3, el mecanismo es más complejo, ya que a la disminución de concentración por difusión se añade el aumento por reacción química.

²⁴ El número de Schmidt (o número de Prandtl de transferencia de masa) es la relación entre las difusividades moleculares de momento y masa.

comparación entre medidas de visualización y medidas de velocidad por PIV de [Liepman y Gharib 1991].

2.6.3 Aplicaciones técnicas

Como se ha mencionado anteriormente, la adición de una excitación perturbativa en un flujo puede variar de forma considerable su desarrollo. En algunos casos, la capa de mezcla es muy sensible a determinadas perturbaciones, en otros, la aplicación de un forzado de amplitud finita provoca un cambio considerable en la organización del flujo. Todo ello permite la aplicación de estas técnicas de perturbación o forzado del flujo a procesos de interés tecnológico. La revisión de [Ho y Huerre 1984] proporciona una visión general de las posibilidades abiertas, en función de los diferentes parámetros controlables.

Generalmente, en las técnicas de control se hace una diferencia entre los mecanismos de control pasivo y los de control activo. En los primeros el flujo es natural, pero un cuidado diseño de la zona de entrada (chorros elípticos, lobulados, etc.) ofrece una variación considerable de alguna de las magnitudes del flujo. En los mecanismos de control activo, el flujo es forzado, con una adicción de energía exterior al flujo, y la excitación se superpone al flujo mediante algún tipo de actuación (inyección de masa, excitación acústica, etc.).

La dinámica de las estructuras coherentes es asimismo fundamental en el desarrollo de procesos de combustión eficientes y poco contaminantes. En las llamas de difusión en chorros (por poner el caso más cercano a nuestra configuración), el “mezclado” de reactantes y productos es una parte crucial del proceso de combustión: en un primer momento, el “*large scale stirring*” viene dominado por la dinámica no viscosa de las estructuras y, posteriormente, el contacto molecular entre reactantes está controlado por la aparición de estructuras turbulentas de pequeña escala, cuya conexión con procesos de apareamiento e interacciones no lineales de las estructuras coherentes ya ha sido descrita. Por todo ello, el uso de forzados acústicos para controlar las características de la llama es un campo de continua investigación.

3. Estudio de visualización de un chorro de aire forzado y con coflujo.

3.1. Introducción.

El trabajo previo de [Lasheras, Liñán, Lecuona y Rodríguez 1992], revisado en el capítulo 2, muestra que el forzado axial de amplitud finita del flujo base, junto con su perturbación acimutal, puede provocar un aumento considerable de la apertura lateral del chorro. Sin embargo, el estudio sólo presenta un primer apunte sobre el tema, y la evidencia experimental no es suficiente para desarrollar un modelo del desarrollo del flujo. Además, [Lasheras, Liñán, Lecuona y Rodríguez 1992] sólo muestran tres casos límite, dentro del continuo de configuraciones que aparecen, dependiendo de los parámetros del flujo. Por todo ello, un estudio más completo del flujo estudiado por [Lasheras, Liñán, Lecuona y Rodríguez 1992] se hace necesario. Posteriormente (en el capítulo 6), se añadirán a este estudio otras evidencias experimentales complementarias, variando el número de Reynolds del flujo, realizando medidas cuantitativas del campo de velocidades, etc.

En este capítulo se presenta un estudio sistemático del flujo forzado de [Lasheras, Liñán, Lecuona y Rodríguez 1992]. Se estudia en primer lugar la aparición de las diferentes configuraciones y su dependencia de los parámetros adimensionales definidos en el capítulo 1. Posteriormente, un estudio detallado de una de las configuraciones de mayor complejidad geométrica permite precisar la estructura interna del flujo y sentar las bases para el modelo de dinámica de vorticidad que se presenta en el capítulo 7.

3.2. Configuración experimental¹.

3.2.1. Túnel aerodinámico.

Los experimentos se realizaron en un túnel de viento de salida abierta que funciona a presión atmosférica y números de Mach bajos. Un esquema del mismo puede verse en la figura 3.1. El túnel consiste en tres corrientes axisimétricas concéntricas generadas independientemente, que convergen en la zona de ensayo. La capa de mezcla que estudiaremos se forma entre la corriente interior y la intermedia. La corriente exterior es inducida por la succión producida por un ventilador colocado a la salida, con lo que se evita la aparición de recirculaciones.

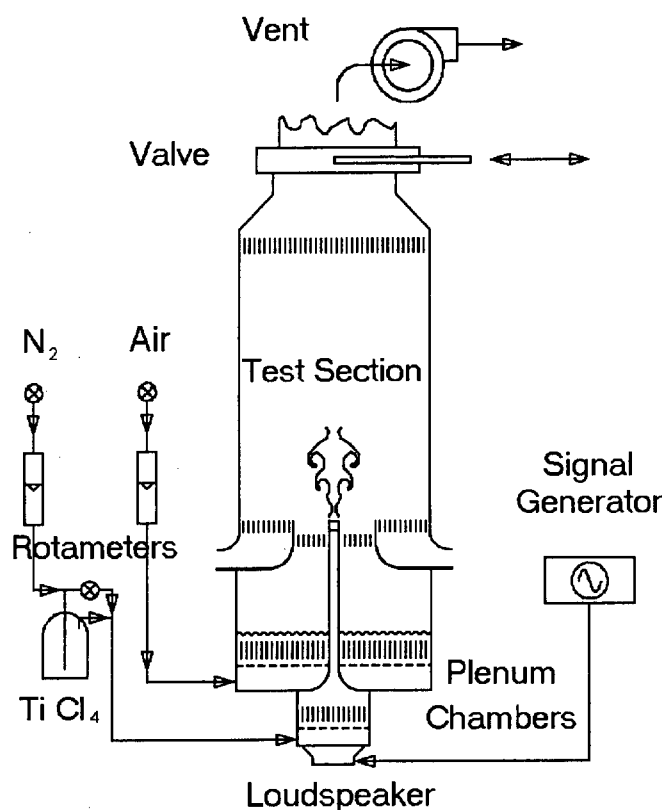


Figura 3.1. Esquema de la instalación experimental.

La corriente interior parte de una cámara de remanso, donde se puede introducir una combinación controlada de gases. En los experimentos aquí reseñados se utilizó nitrógeno saturado con tetracloruro de titanio (utilizado para la visualización, como veremos más adelante), pero también podían inyectarse hidrocarburos, permitiendo el estudio de llamas de

¹ La configuración experimental es la misma que en los experimentos de [Lasheras, Liñán, Lecuona y Rodríguez 1992] por lo que no se realiza una explicación exhaustiva de ella. Ésta se encontrará en el artículo citado o en [Cuerno 1992].

difusión forzadas². La corriente descarga a la zona de ensayo tras atravesar una tobera circular de 24.5 mm de diámetro de salida.

Una segunda corriente, coaxial, en coflujo y de menor velocidad (corriente intermedia) rodea a la corriente interior. Dicha corriente intermedia está constituida por aire procedente de la red de aire comprimido del laboratorio, que pasa por una cámara de remanso y descarga a la zona de ensayo tras atravesar una tobera circular de 160 mm de diámetro de salida.

Por último, el tercer flujo es, como ya se ha dicho, aire atmosférico que es succionado por el ventilador colocado a la salida.

La zona de ensayo, en la que las tres corrientes entran en contacto, tiene sección cuadrada y sus dimensiones son 440 x 440 x 1600 mm. Las paredes son de metacrilato transparente para permitir la visualización del flujo.

Con esta configuración, las velocidades de las diferentes corrientes pueden variarse de forma independiente y en un amplio rango. Las intensidades de turbulencia de los flujos en la zona en la que se ponen en contacto y se realiza la visualización se mantienen por debajo del 1%, según [Cuerno 1992].

Debido a que la corriente del chorro interior procede de un tubo largo, el perfil de velocidades a la salida, en ausencia de forzado, corresponde a la solución de Poiseuille. Este extremo fue comprobado experimentalmente por Cuerno.

Al flujo natural así definido se le impone un forzado axial de amplitud finita y una perturbación acimutal. Las dos actuaciones se realizan mediante ondas monocromáticas. El forzado axial se produce colocando un altavoz de graves en la parte inferior de la cámara de remanso de la corriente interior. Este altavoz genera ondas de presión sinusoidales con frecuencia y amplitud controlables, que resultan en variaciones del caudal instantáneo de descarga en la zona de ensayo. Esto proporciona un forzado axial de la corriente interior, con el control de la amplitud y la frecuencia de forzado. Por otro lado, la descarga de la corriente interior en la zona de ensayo se hace a través de un conducto cuya salida se encuentra lobulada, con lo que se impone una perturbación acimutal a la corriente.

Se emplearon dos tipos de salidas lobuladas, denominadas salida corrugada y salida dentada, según el perfil lobulado se desarrolle radial o axialmente. El número de lóbulos se eligió de 5,

² Utilizando metano (CH_4) como fluido de la corriente interior, se realizó un estudio de la persistencia y anclaje de las estructuras de vorticidad presentes en el flujo frío al aparecer la llama. Este trabajo se



considerado como modo acimutal preferente por [Glauser *et al.* 1991 y Martin y Meiburg 1991]³. De esta forma se previene el desarrollo de otros modos. Los perfiles son sinusoidales (monocromáticos) y la amplitud es de 2.5 mm. Un esquema de estas salidas puede verse en la figura 3.2, donde aparece asimismo la nomenclatura utilizada para definir las diferentes posiciones acimutales para los dos casos. La convención elegida permite la comparación directa de los flujos, basándose en el razonamiento utilizado por [Lasheras y Choi 1988] y recogido en la sección 2.3.3.

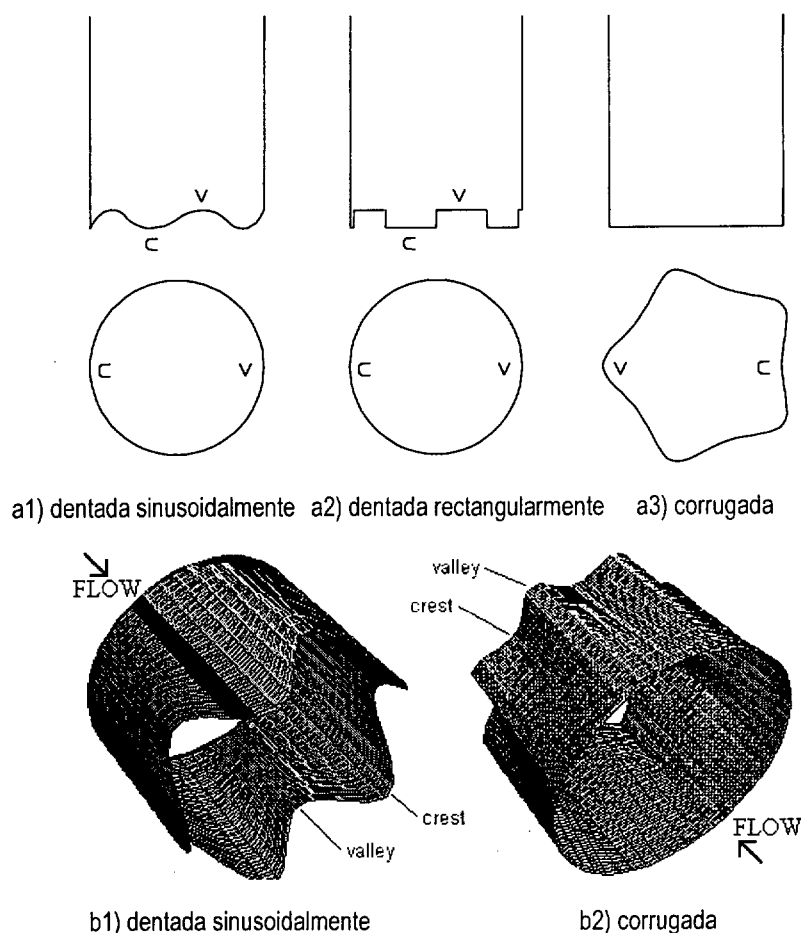


Figura 3.2. Esquema de los diferentes tipos de salidas lobuladas. a) alzado y planta; b) vista tridimensional. Nótese la nomenclatura para las diferentes posiciones acimutales de interés.

presentó en el congreso "Clean Air V" en Lisboa, 1999 [Ruiz-Rivas *et al.* 1999b].

³ Como se comentó en el capítulo 2, existe una cierta controversia sobre este punto. [Pierrehumbert y Widnall 1982] consideran que la longitud de onda acimutal preferente es $2/3$ de la longitud de onda axial preferente. [Bernal y Roshko 1985] obtuvieron un buen acuerdo con esta proposición teórica en sus experimentos en capa plana y [Brancher *et al.* 1993] la utilizan en su trabajo de simulación numérica. Para nuestro trabajo experimental, el resultado de [Pierrehumbert y Widnall 1982] supondría la utilización de salidas lobuladas con entre 3 y 9 lóbulos, dependiendo de la frecuencia de forzado axial, que en nuestro

El diseño del túnel ofrece una gran versatilidad, dada la generación independiente de las tres corrientes. Para las medidas de este capítulo, sin embargo, se mantuvieron constantes las velocidades de las tres corrientes, variando únicamente los parámetros del forzado axial.

Las condiciones del flujo natural aparecen en la tabla 3.1.

u_i	u_o	u_l
0.48	0.22	0.1

Tabla 3.1. Condiciones de los ensayos reseñados en este capítulo.

Los parámetros adimensionales que definen el flujo han sido previamente definidos en el capítulo 1 (Ecuación 1.10)⁴. Los valores de dichos parámetros para las medidas de este capítulo aparecen en la tabla 3.2.

Parámetros del flujo medio		Parámetros del forzado axial		Parámetros de la perturbación acimutal	
Re_D	u_R	St	$A_z (\%)$	n	A_θ
425	0.37	0.4–3	0–100	5	0.1

Tabla 3.2. Condiciones de los ensayos reseñados en este capítulo.

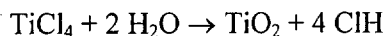
3.2.2. Técnica de medida.

Para el estudio de la estructura tridimensional del flujo se utilizó una combinación de ensayos de visualización, tal y como viene esquematizado en la figura 3.3. Mediante un láser continuo pulsado con un modulador acusto-óptico se generó un plano de luz pulsado en fase con el forzado del experimento y se realizaron cortes longitudinales y transversales de la corriente.

Para visualizar la capa de mezcla se utilizó dióxido de Titanio (TiO_2). La corriente interior consistía en Nitrógeno (N_2) sin concentración de vapor de agua apreciable. Esta corriente se saturaba con vapores de cloruro de titanio ($TiCl_4$). Por las demás corrientes circulaba aire húmedo ambiente. Al entrar en contacto las corrientes, el cloruro de titanio reacciona con el vapor de agua existente en el aire de la forma:

caso es variable. Para eludir la complejidad adicional del cambio continuo de salidas, que generarían geometrías diferentes, hemos decidido optar por la salida de 5 lóbulos en todos los experimentos.

⁴ Recuérdese que en dichas ecuaciones se toma como escala de velocidades la diferencia de velocidades medias entre las corrientes que forman la capa de cortadura en estudio, mientras que habitualmente, en los trabajos anteriores, se ha utilizado la velocidad del chorro interior.



El dióxido de titanio condensa en forma de partículas de tamaño inferior a una micra y color blanco. Dado su tamaño y las frecuencias tan bajas usadas, se puede aceptar que las partículas de dióxido de titanio se moverán solidarias al fluido. La reacción prosigue según se va desarrollando el flujo, produciendo la generación continua de partículas de dióxido de titanio que marcan la zona de desarrollo de la capa de mezcla.

La capa de mezcla así observada da información cualitativa de la capa de cortadura y, por tanto, de las diferentes estructuras de vorticidad que aparecen en el flujo. Sin embargo, esta información tiene sus limitaciones, debido a los problemas inherentes a la visualización. Estos problemas han sido descritos en la sección 2.6.2. Fundamentalmente, hay que tener en cuenta que el hecho de que una zona del campo fluido muestre un arrollamiento no significa necesariamente que en dicha zona exista vorticidad concentrada. El arrollamiento muestra tanto el instante de medida como la historia de todos los anteriores, y la vorticidad puede haberse disipado de la región fluida tiempo atrás. Una de las ventajas de la medida en fase es que permite apreciar si las estructuras se desarrollan o si se mantienen inertes en su desplazamiento aguas abajo. Por lo tanto, concluiremos que existe vorticidad en una zona si en ella se aprecia un arrollamiento que evoluciona (aumenta) en el intervalo de tiempo entre dos medidas en fase.

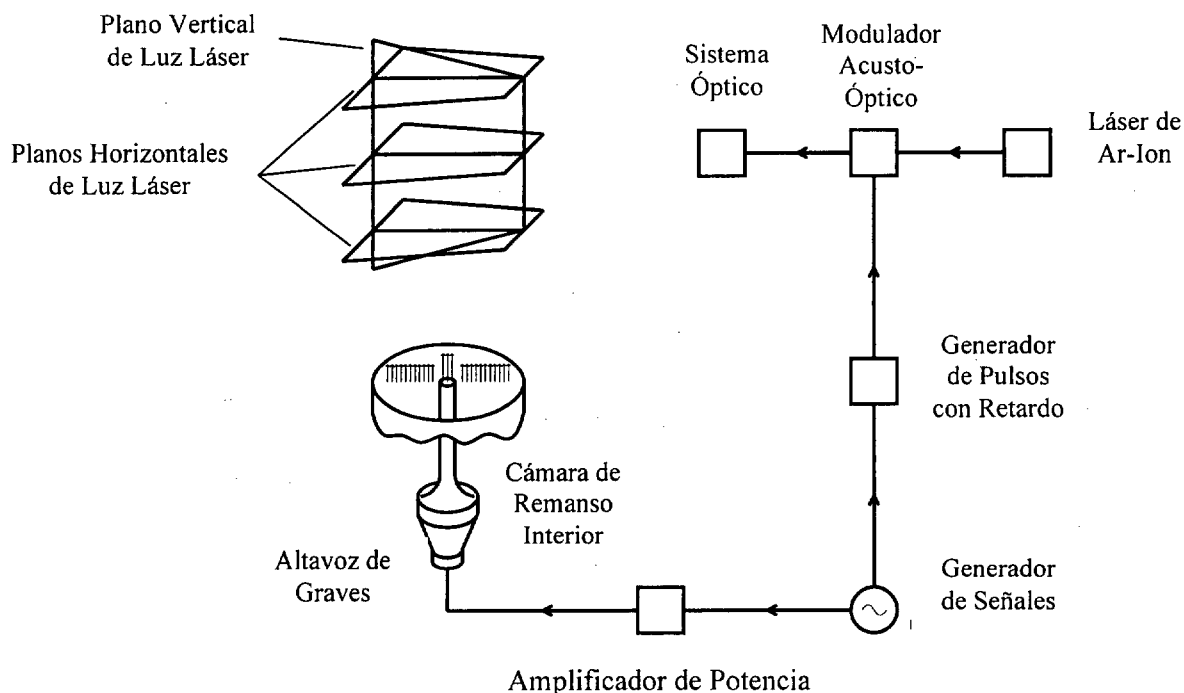


Figura 3.3. Esquema del dispositivo de medida.

3.3. Aproximación teórica a la variación del perfil de velocidades del flujo interior a lo largo de un periodo del forzado axial.

En los capítulos 1 y 2 se ha explicado cómo la capa límite de la corriente exterior puede jugar un papel importante en la dinámica de vorticidad en el campo cercano del flujo en estudio. Resulta claro que el forzado axial provoca el rápido desarrollo y concentración de estructuras de vorticidad primarias (anillos de vorticidad) y ancla dichas estructuras en posiciones equiespaciadas a lo largo de la coordenada axial. Sin embargo, la influencia del forzado axial en la estela exterior del labio de salida no resulta tan evidente. Como el flujo exterior no es forzado, la estructura o estructuras que forme la estela sólo dependerán de la evolución del perfil de velocidades interior en las cercanías del labio de salida. Con este motivo se ha realizado un breve estudio, que nos proporciona una idea básica del desarrollo del perfil de velocidades interior a lo largo de un periodo del forzado axial.

Se ha realizado un modelo teórico sencillo tomando la hipótesis de flujo forzado en un tubo circular infinito. Esta hipótesis (válida para zonas alejadas de la salida) permite eliminar los términos de convección en las ecuaciones de momento con lo que el problema pasa a ser unidimensional (en el eje de simetría x) en el dominio espacial. Evidentemente, los resultados obtenidos usando esta hipótesis sólo darán información de índole cualitativa del comportamiento a la salida, donde los términos convectivos no podrían ser despreciados. Con estas simplificaciones, las ecuaciones quedan:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) \\ 0 &= \frac{\partial P}{\partial r}\end{aligned}\tag{3.1}$$

Y, para un flujo establecido por un gradiente de presión forzado en una tubería circular, el gradiente de presiones y las condiciones de contorno quedan:

$$\begin{aligned}-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} &= A[1 + \varepsilon \cos \omega t] \\ u(R) &= 0 \\ \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=0} &= 0\end{aligned}\tag{3.2}$$

El término ε , que relaciona el gradiente de presiones natural con el impuesto, debe ser mucho mayor que la unidad para que el forzado sea útil.

Este problema acepta una solución de la forma $u = u_0 + u_1$ donde u_0 es la solución para el flujo de Poiseuille y u_1 es la solución para el flujo perturbado temporalmente. Esta última puede hallarse utilizando teoría de perturbaciones, debido a la existencia de dos escalas de tiempo definidas por ω y νR^2 . En los experimentos de este capítulo, $\nu R^2 \omega^{-1} \approx 10^{-3}$, con lo que el término viscoso carece de importancia excepto en una estrecha capa cerca de la superficie del tubo. La solución final tiene la forma:

$$\frac{\Lambda \omega}{A} u(r, t) = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) + \Lambda \varepsilon \left[(1 - \exp(-\Theta(r)) \cos \Theta(r)) \sin \omega t + \exp(-\Theta(r)) \sin \Theta(r) \cos \omega t \right] \quad (3.3)$$

donde $\Lambda = \frac{\nu}{R^2 \omega}$ y $\Theta(r) = \frac{1-r/R}{\sqrt{2\Lambda}}$.

Los perfiles de velocidad para algunas fases de la señal sinusoidal de forzado están dibujados en la figura 3.4. Las fluctuaciones temporales de la capa límite no resultan evidentes por lo que estos perfiles fueron comprobados mediante simulación numérica, obteniéndose la práctica coincidencia.

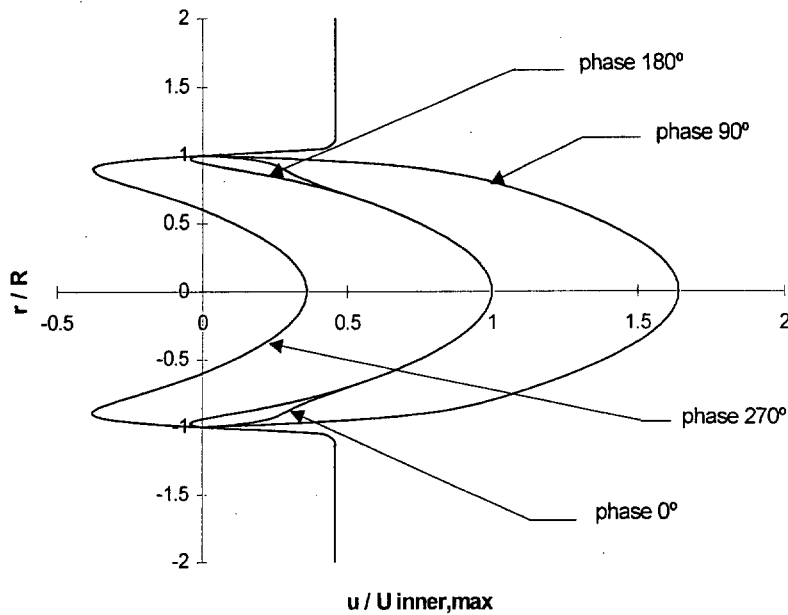


Figura 3.4. Perfiles de velocidad axial adimensional para cuatro fases de la señal sinusoidal de forzado axial. $\Lambda = 1.57 \cdot 10^{-3}$, $\varepsilon = 1.02 \cdot 10^2$ ($St = 0.7$, $Re = 425$, $A_z = 0.64$).

Obviamente, estos resultados teóricos al ser obtenidos a partir de la hipótesis de conducto infinito, no resultan enteramente válidos para una configuración en la que nos encontramos próximos a la salida del conducto. Más aún en el caso de que la salida sea lobulada. Pero nos dan una pista para entender el comportamiento del chorro en la salida de la tobera, cuando se le somete a un forzado sinusoidal axial. Cabría esperar que el perfil de velocidades real se acerque al teórico así calculado en regiones donde la velocidad sea positiva mientras que las regiones donde la velocidad es negativa probablemente mostrarán efectos de succión no axisimétrica (debida a los lóbulos) que son difíciles de predecir.

De este breve estudio se deriva una idea fundamental para este trabajo. Al imponer un forzado a las frecuencias de trabajo, los términos viscosos quedan confinados en una fina capa límite, lo que marca una diferencia considerable entre los dos semiperiodos de la señal de forzado (que podríamos llamar de impulsión y retroceso). En el semiperiodo de impulsión el comportamiento instantáneo no diferirá mucho con el de un flujo a mayor velocidad. En el semiperiodo de retroceso, los efectos serán complejos. En el caso unidimensional (zona lejos de la salida) aparecerán velocidades bajas o incluso negativas junto a la pared del tubo, aún para amplitudes de forzado bajas (tal y como muestra la figura 3.4). En la zona de salida parece lógico suponer que aparecerán velocidades radiales considerables, debidas a la ingestión de fluido exterior

3.4. Planteamiento del problema

Se ha visto en el capítulo 2 cómo diversos estudios en la literatura aluden a la importancia de la capa límite de la corriente exterior en la dinámica de vorticidad del campo cercano. La imposición de un forzado axial produce la aparición de velocidades mínimas (incluso negativas) en posiciones radiales cercanas al labio, como se ha mostrado en la sección anterior. Asimismo, el forzado producirá la concentración de la vorticidad “positiva”⁵ en el campo cercano; y estas concentraciones de vorticidad pueden inducir velocidades considerables sobre el labio de salida, produciendo el desprendimiento de torbellinos “negativos”. Por todo ello, se puede esperar que en el campo cercano aparezca vorticidad acimutal de dos signos. La vorticidad generada en la capa límite de la corriente interior se concentrará en anillos de vorticidad acimutal, típicos en este tipo de flujos. La velocidad con que se produzca esta concentración, y por tanto el

⁵ De ahora en adelante la vorticidad acimutal debida a la capa límite interior se designará como “positiva” y la vorticidad acimutal de signo contrario, debida a los diversos efectos que ocurren junto a la salida, será designada como vorticidad acimutal “negativa”.

arrollamiento de la capa de mezcla, dependerá de la amplitud de forzado⁶. La vorticidad acimutal de signo contrario a la anterior, podrá concentrarse o no, dependiendo de las condiciones junto al labio de salida. Si llegase a concentrarse, evolucionaría formando una cadena periódica de anillos de vorticidad acimutal de signo contrario y más débiles, intercalados a los anteriores.

En el caso natural se espera que sólo aparezca concentrada la primera estructura. La configuración forzada puede ser muy diferente. El forzado axial actúa concentrando los dos tipos de vorticidad en sendos semiperiodos de la señal, lo que puede permitir la aparición de ambas estructuras en el campo cercano.

Es interesante notar que el forzado axial no sólo produce un aumento de la concentración de la vorticidad frente al caso natural, sino que produce asimismo un aumento en la circulación de la estructura de vorticidad acimutal positiva. Aunque la circulación total, en un periodo de la señal, se debe mantener constante (ya que la velocidad media viene definida por el caudal del flujo natural), el forzado axial puede hacer aparecer una estructura concentrada de vorticidad negativa, por lo que:

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_{f,natural} &= \Gamma_{+,natural} \\ \Gamma_{f,forzado} &= \Gamma_{+,forzado} - \Gamma_{-,forzado} \end{aligned} \right\} \quad (3.4)$$

$$\text{y como } \Gamma_{f,natural} = \Gamma_{f,forzado} \Rightarrow \Gamma_{+,natural} < \Gamma_{+,forzado}$$

Lo que posibilita la aparición de estructuras de mayor circulación que las naturales.

Por último, la tobera lobulada anclará el desarrollo de las estructuras acimutales de vorticidad axial, formándose 5 pares de filamentos de vorticidad contrarrotatorios distribuidos periódicamente a lo largo de la coordenada acimutal.

En conclusión, basándonos en los estudios revisados en el capítulo 2 y en el breve estudio de la sección anterior, es posible esperar la aparición de tres tipos de estructuras de vorticidad en el campo cercano:

⁶ Para amplitudes de forzado muy bajas la configuración diferirá poco de la de un chorro natural, con el desarrollo acostumbrado de la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz. Para amplitudes de forzado altas, el desarrollo de los arrollamientos se irá aproximando al comportamiento observado en la generación de anillos de vorticidad aislados ([Van Dyke 1982, #76 y #112].

- Una estructura primaria de vorticidad acimutal (anillo de vorticidad *positiva*) generada por la diferencia de velocidades entre las corrientes que forman el flujo y anclada axialmente y fuertemente concentrada por el forzado axial.
- Una estructura secundaria de vorticidad axial (pares de filamentos de vorticidad contrarrotatorios) del tipo de las estudiadas por [Bernal y Roshko 1985, Lasheras y Choi 1988, etc.] en capas planas, que se desarrolla a partir de vorticidad residual en los fustes, sensible al campo de estiramientos que crean las estructuras primarias. Este tipo de estructura es anclada acimutalmente por la perturbación acimutal.
- Una tercera estructura de vorticidad acimutal (anillo de vorticidad *negativa*) debida a la capa límite de la corriente exterior y a la inducción de la estructura primaria, que puede concentrarse y resultar anclada axialmente por el forzado axial.

En esta primera aproximación al problema no hemos hecho hincapié en otros posibles efectos, como la influencia del forzado axial en la estructura secundaria o la influencia de la perturbación acimutal en las estructuras de vorticidad acimutal. Todos estos temas, junto con las interacciones que aparecerán entre las diversas estructuras, serán tratados a lo largo de la presente tesis.

Posiblemente, algunos conceptos comentados en esta sección no resulten claros antes de haber observado los resultados experimentales. Sin embargo, se ha considerado necesario centrar el problema como punto de partida para la comprensión de las complicadas geometrías de los flujos en estudio.

3.5. Resultados experimentales y discusión

La comprensión de las imágenes a primera vista puede resultar difícil, dada la compleja estructura del flujo. Por ello, se han tratado dos imágenes sencillas para tener una idea inicial. El resultado aparece en la figura 3.5, mostrando dos configuraciones características de los cortes longitudinales⁷. El flujo se desarrolla de izquierda a derecha. Las imágenes muestran únicamente la parte superior (sobre el eje). La parte inferior mostraría idéntico comportamiento en ausencia de la perturbación acimutal. Cuando se aplica dicha perturbación (onda sinusoidal con 5 periodos a lo largo de la coordenada acimutal), las partes superior e inferior mostrarán la organización del flujo en posiciones alineadas con un vértice y un valle de la salida

respectivamente⁸. De esa forma, la estructura longitudinal del flujo puede ser inferida, para cualquier valor de la coordenada acimutal, a partir de la información en las dos posiciones límite. La figura 3.5 muestra zonas negras en las posiciones donde el dióxido de titanio ha precipitado, marcando la capa de mezcla. Con ello, puede inferirse la localización de las estructuras de vorticidad que aparecen en el flujo. En este caso, se observan dos ejemplos de las disposiciones relativas que pueden adoptar las estructuras de vorticidad acimutal, dependiendo de las condiciones del flujo.

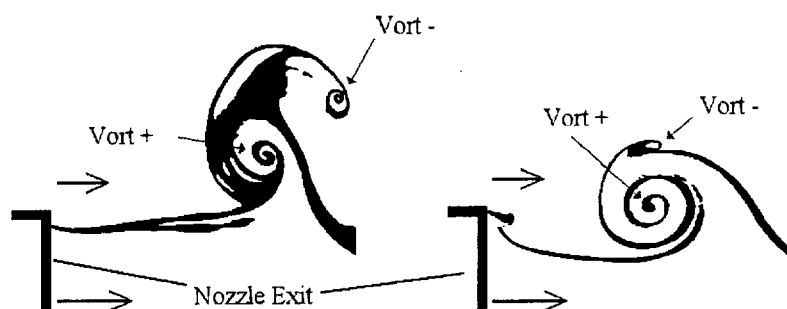


Figura 3.5. Organización de la vorticidad acimutal en el campo cercano, en un plano diametral o meridiano. Zonas de concentración de vorticidad positiva y negativa. Imágenes tratadas para aumentar el contraste y facilitar la identificación de las estructuras. Nótese que sólo aparece la parte superior de la tobera en las imágenes.

3.5.1. Efecto de los parámetros de forzado sobre la geometría del flujo.

En este primer apartado nos referiremos básicamente a las medidas realizadas usando la salida corrugada. Excepto por ciertas diferencias que se expondrán más adelante, la equivalencia entre los dos tipos de toberas puede ser aceptada en principio.

La figura 3.6 muestra dos configuraciones típicas del flujo. Las imágenes son el negativo de las obtenidas realmente, por lo que la zona donde se deposita el dióxido de titanio (la capa de mezcla) puede verse en negro. La aparición de sombras grises en ciertos lugares puede deberse a que luz dispersada del haz láser ilumine partículas de dióxido de titanio que se encuentren fuera del plano de medida. Las imágenes de esta figura y de la siguiente cubren un campo que va

⁷ Recuérdese que, salvo expresa mención en contra, todos los cortes longitudinales expuestos en esta tesis se realizan en planos que contienen el eje de la tobera, mientras que los cortes transversales se realizan en planos perpendiculares a dicho eje.

⁸ La definición geométrica de valle y vértice para las distintas salidas puede verse en la figura 3.2. Los cortes longitudinales mantendrán la convención aquí expuesta (el flujo se desarrolla de izquierda a derecha, la configuración para posiciones alineadas con el vértice aparece arriba de la imagen y la configuración para posiciones alineadas con el valle aparece abajo de la imagen) para todas las imágenes de la tesis, salvo expresa mención en contra.

desde la salida ($z = 0$, observable en el margen izquierdo) hasta $z = 4.5D$. La cámara se colocó perpendicular al haz láser y en el plano del eje del flujo.

En la zona de la izquierda, cerca de la salida, puede observarse cómo la capa de mezcla se enrolla en sentido contrario a las agujas del reloj arriba (a1) y en el sentido de las agujas abajo (a2). El desarrollo de este arrollamiento refleja la existencia en la zona de una estructura de vorticidad acimutal, estructura continua en la coordenada acimutal, formando un anillo. Esta estructura es el anillo de vorticidad positiva o estructura primaria del flujo.

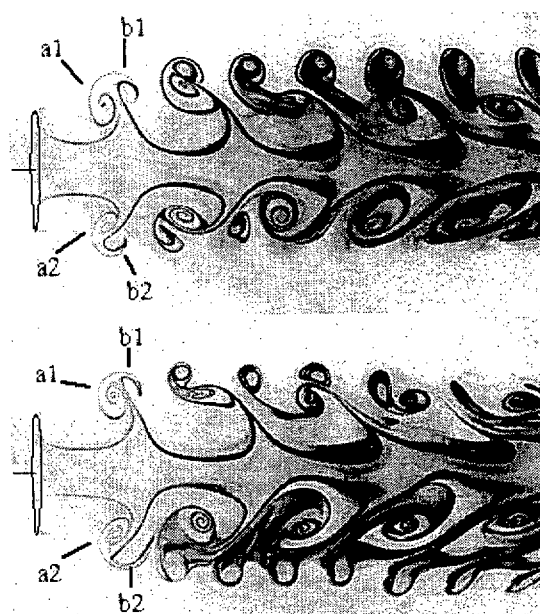


Figura 3.6. Dos configuraciones típicas del flujo para distintas condiciones del forzado axial. Obsérvese la aparición de los dos tipos de estructuras de vorticidad acimutal (a y b) junto a la salida y el desarrollo de una organización acimutal (rotura de la simetría axial del flujo) aguas abajo.

Moviéndonos ligeramente aguas abajo, se observa la aparición de otro arrollamiento incipiente, de sentido contrario al anterior tanto arriba (b1) como abajo (b2). Éste refleja la existencia de un anillo de vorticidad de sentido contrario en esa zona. Esta estructura es el anillo de vorticidad negativa o tercera estructura del flujo.

La estructura secundaria, al ser una estructura de vorticidad axial, no puede ser observada en estos cortes longitudinales.

Hasta este punto, el comportamiento es similar en las dos imágenes. Más aguas abajo, se observa una interacción compleja entre las estructuras. Esta interacción será estudiada y modelada más tarde. Nuestro interés en este momento se queda en la simple observación de que el desarrollo del flujo provoca la reorganización relativa de las estructuras. La estructura

primaria muestra un desarrollo complejo pero aparentemente bidimensional, al menos en comparación con el desarrollo claramente tridimensional (muy distinto en valle –abajo- a en vértice –arriba-) de la estructura negativa. Como consecuencia, se observa que el flujo tiende a expandirse radialmente en una de las dos posiciones acimutales límite. Esta expansión radial no resulta en exceso violenta (en los casos mostrados), pero sí marca una diferencia fundamental con el flujo natural, y su organización acimutal es clara. En imágenes posteriores observaremos aperturas más exageradas.

Una información más general y completa de las diversas organizaciones del flujo al variar las condiciones del forzado axial pueden verse en la figura 3.7. Las frecuencias de forzado varían de 13 a 25 Hz (Strouhal de 0.9 a 1.75). Se observa la aparición de las dos estructuras de vorticidad en las cercanías de la tobera y cómo ambas aumentan de intensidad con el aumento de la amplitud de forzado. Para bajas amplitudes, la estructura negativa es apenas visible cerca de la tobera, aunque resulta más clara a medida que nos alejamos.

Es importante tener en cuenta, en la discusión de estas imágenes, que la relación de circulaciones entre las estructuras negativa y positiva no puede ser inferida, ni siquiera cualitativamente, de estas imágenes, ya que sólo el flujo interior está sembrado. Por este motivo, las estructuras negativas aparecerán peor delineadas en las imágenes.

En cuanto a los modos de desarrollo lateral, las imágenes muestran que para bajas amplitudes aparece un tímido desarrollo radial en posiciones alineadas con el vértice (arriba), proceso que se invierte al aumentar la amplitud de forzado, apareciendo un mayor desarrollo lateral en valle. En muchos casos, este segundo proceso lleva consigo la desaparición del desarrollo en vértice, aunque en algunos, fundamentalmente a alto número de Strouhal, ambos desarrollos permanecen. Por último, a muy alta amplitud de forzado se puede llegar a producir una apertura desmesurada en la zona de valle, parecida a las observadas por [Lasheras, Liñán, Lecuona y Rodríguez 1992].

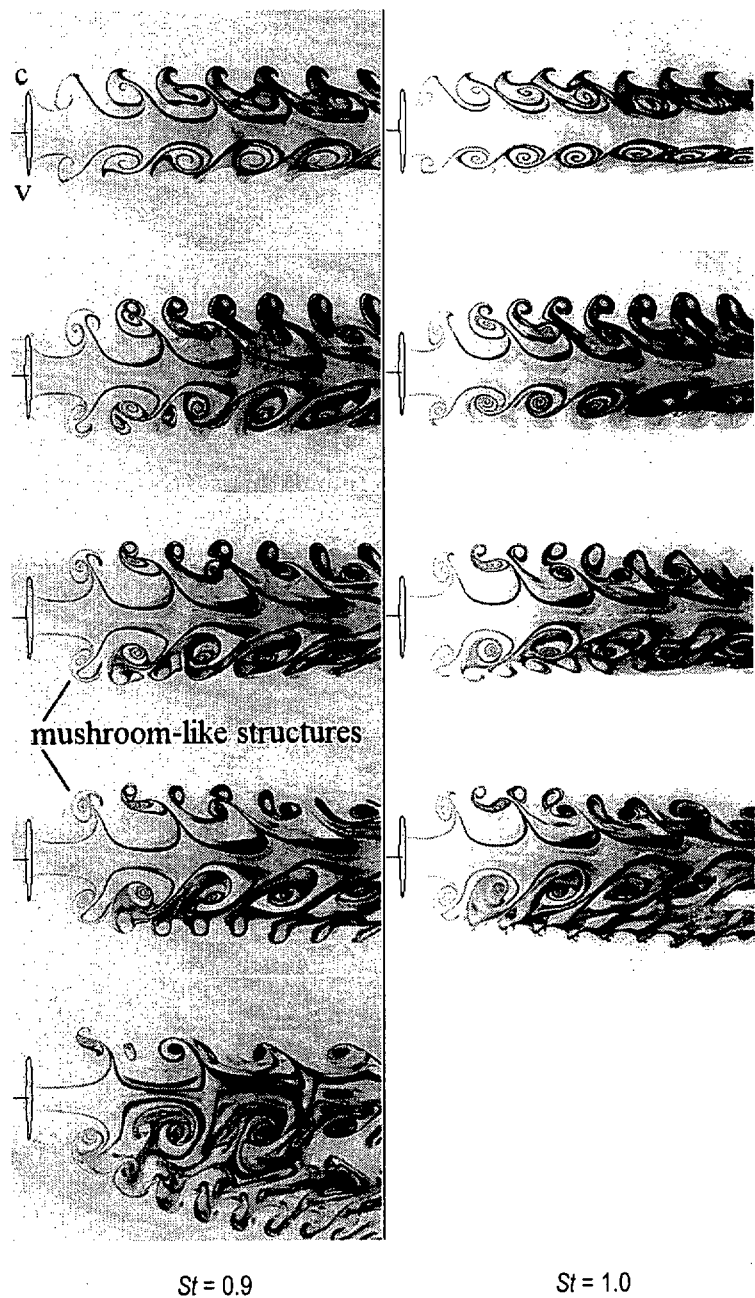


Figura 3.7. Cortes longitudinales del flujo para distintas condiciones del forzado axial (frecuencia creciente de izquierda a derecha, amplitud de forzado creciente de arriba abajo). Utilización de una salida corrugada, que se observa a la izquierda de las imágenes. Las posiciones de valle (v) y vértice (c)⁹ aparecen definidas en la primera imagen. El flujo se desarrolla de izquierda a derecha.

La aparición de los dos tipos de estructura resulta coherente con lo expuesto en la sección anterior, además de lo recogido en la literatura. El hecho de que se produzca un mayor desarrollo lateral a altas perturbaciones puede explicarse por el aumento de la circulación de las

⁹ Las posiciones de vértice se denotarán con c (del inglés *crest*) a lo largo de la tesis.

estructuras. El mecanismo que permanece aquí oculto es la organización acimutal del flujo, el hecho de que el desarrollo lateral ocurra en vértice para bajas perturbaciones y luego cambie a valle. Una explicación de este proceso se dará en capítulos posteriores.

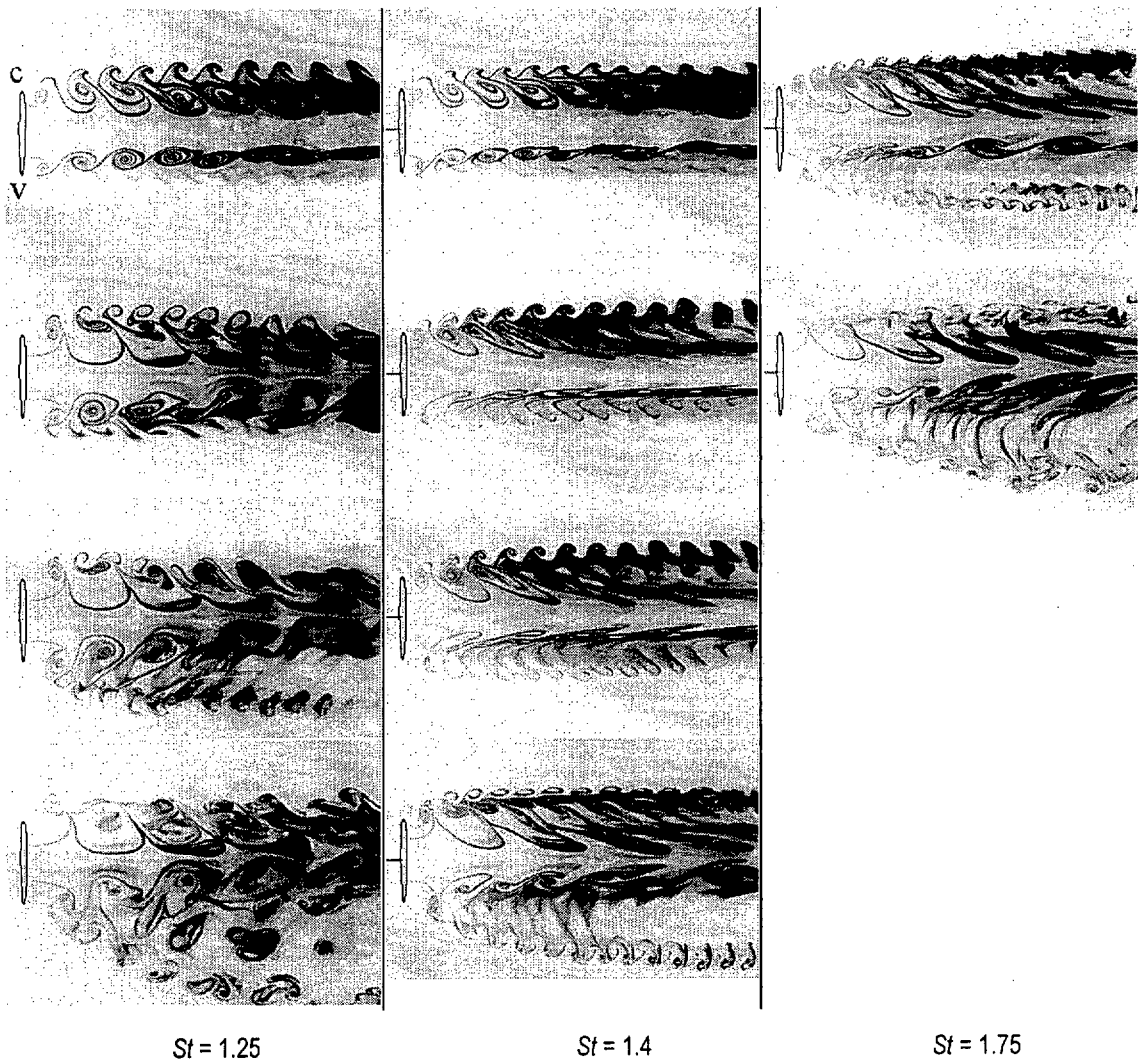


Figura 3.7(b). Cortes longitudinales del flujo para distintas condiciones del forzado axial (frecuencia creciente de izquierda a derecha, amplitud de forzado creciente de arriba abajo).

Otros comentarios de interés sobre las imágenes de la figura 3.7 son:

- Debido al forzado axial, las estructuras aparecen como concentraciones coherentes de vorticidad a distancias a la salida muy pequeñas. Si el forzado fuese muy pequeño o en el caso natural, se requeriría un cierto tiempo para que la vorticidad se concentrara, lo que haría aparecer las estructuras en una etapa posterior aguas abajo. Este efecto ha sido observado por multitud de investigadores (por ejemplo, [Lasheras y Choi 1988] en capas de mezcla planas).

- La longitud de onda de las estructuras primarias aumenta con la amplitud de forzado. Como la frecuencia debe quedar anclada, este efecto es asimilable a un aumento de la velocidad máxima del chorro interior (con lo que se observa que las estructuras no se mueven exactamente a la velocidad media, como sucede en el caso natural).
- La zona potencial del chorro interior disminuye al aumentar la amplitud de forzado. Este efecto puede considerarse relacionado con lo expuesto en el primer punto.
- En el campo cercano, las estructuras observadas parecen crecer continuamente, lo que permite inferir la existencia de vorticidad concentrada. En el caso de las estructuras primarias (anillos de vorticidad positiva) este crecimiento ocurre a todo lo largo del campo de visión. Las estructuras terciarias (anillos de vorticidad negativa), parecen estabilizarse después de crecer en la zona inicial. Esto resulta coherente con el hecho de que la vorticidad negativa no es sustentada aguas abajo por la capa de cortadura, por lo que su tendencia debe ser a disiparse lentamente. Este efecto es observable en las imágenes a baja amplitud de forzado. En algunas puede ser difícil de distinguir, ya que la capa de mezcla se hace más gruesa conforme se desarrolla el flujo.

En las imágenes de la figura 3.7 se observa un aumento considerable de la apertura del chorro interior, pero no parece apropiado hablar de la aparición de eyecciones salvo en uno de los casos. En el capítulo 2 se han revisado varios trabajos que tratan el asunto de las eyecciones. [Lasheras, Liñán, Lecuona y Rodríguez 1992] dedican amplio espacio a la discusión de este fenómeno. Parece oportuno definir exactamente lo que entendemos por eyección. Para ello nos podemos apoyar en la definición que utilizan [Martin y Meiburg 1991] (figura 2.11). El fenómeno supone la reconexión de dos zonas de un mismo filamento de vorticidad que previamente ha sufrido una fuerte ondulación. Como consecuencia del proceso surge un anillo de vorticidad que pierde toda conexión con las estructuras del flujo y se mueve, auto-impulsado, en dirección lateral al flujo principal.

Esta pérdida de contacto con el flujo principal es la que no parece existir en las imágenes de la figura 3.7, excepto en los casos de alta amplitud y números de Strouhal de 1.25 y 1.4. En la figura 3.8 aparecen cuatro configuraciones en las que el efecto es más claro. En este caso la salida es dentada, como se aprecia en el margen izquierdo de las imágenes. Las eyecciones ocurren en posiciones alineadas con los valles de la tobera dentada. En todos los casos se observa una clara ruptura del contacto entre la eyección y el chorro (designada por la letra *c* en las imágenes). Se han añadido diversas ampliaciones de las eyecciones en las que se puede

observar la existencia de vorticidad de dos signos, lo que sustenta la hipótesis de anillo auto-impulsado.

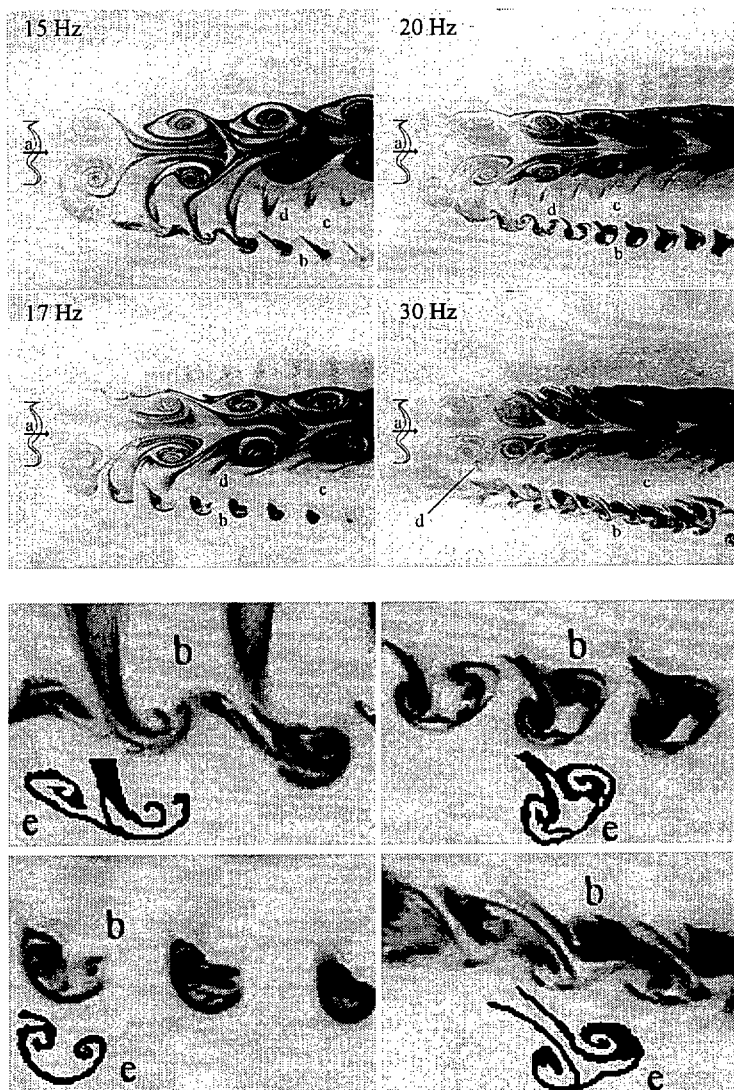


Figura 3.8. Eyecciones en posiciones alineadas con valle. Las cuatro imágenes superiores muestran cuatro configuraciones a diferentes frecuencias y amplitudes de forzado axial. Se puede observar a) la salida dentada, b) el desarrollo de eyecciones laterales en valle, c) la ruptura de la conexión con el chorro, y quizá sea posible observar en algunas imágenes d) cierta vorticidad residual negativa producto de la reconexión (de acuerdo con el mecanismo de [Martin y Meiburg 1991]). Las cuatro imágenes inferiores muestran ampliaciones de las eyecciones en las que puede apreciarse su estructura de anillo. Para facilitar esa visión se ha realizado e) un tratamiento de las imágenes, que aparece debajo.

La realización intensiva de medidas como las observadas en las figuras 3.7 y 3.8 permiten dibujar un gráfico de la aparición de las diversas estructuras laterales. Dicho gráfico, realizado en función de los parámetros del forzado axial (amplitud de forzado y número de Strouhal), se

puede ver en la figura 3.9. El gráfico muestra, para un rango amplio de números de Strouhal, la amplitud de forzado mínima para la que se comienza a observar el desarrollo de estructuras laterales desarrolladas. El cambio se producía bruscamente en todas las configuraciones observadas. En la obtención de los datos del gráfico se utilizó la salida corrugada para imponer la perturbación acimutal.

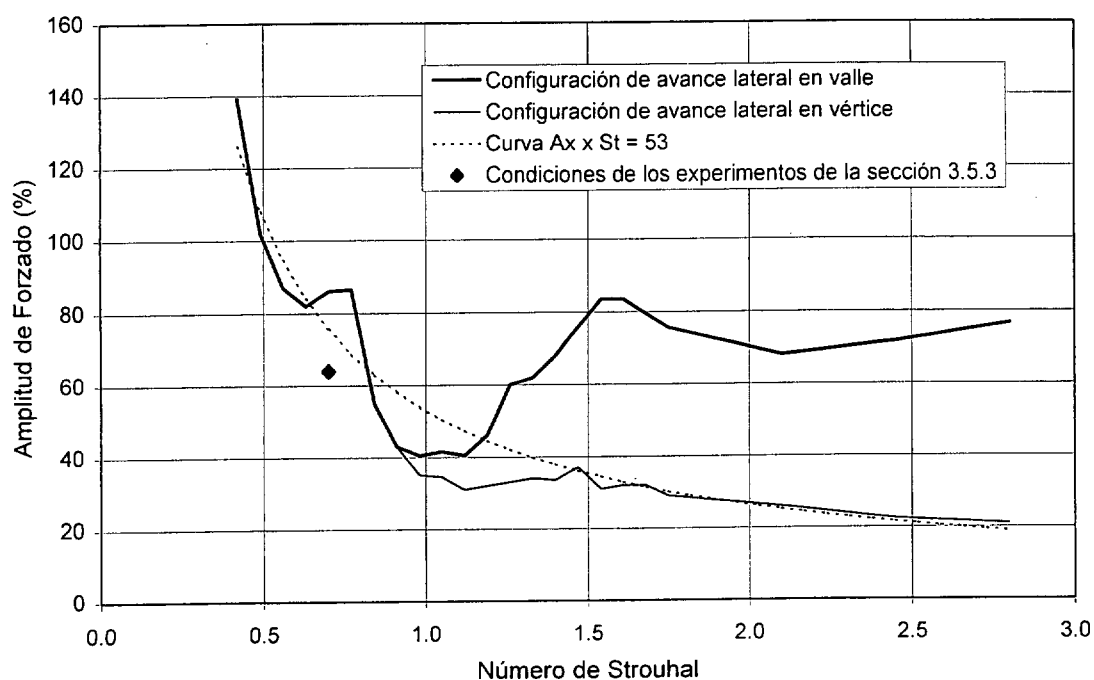


Figura 3.9. Aparición de estructuras de desarrollo lateral para el caso de una salida corrugada.

Las conclusiones a que se puede llegar a la vista de este gráfico son las siguientes:

- para $St > 1$ (longitudes de onda menores de D) existen los dos tipos de configuraciones de desarrollo lateral que hemos venido comentando. El desarrollo en vértice ocurre siempre para menores amplitudes de forzado que el desarrollo en valle. La configuración de avance en vértice aparece inicialmente para amplitudes del orden del 30% y disminuye lentamente con el número de Strouhal. Cuando aparece la configuración de avance en valle, se sigue dando un desarrollo lateral en vértice, dando lugar a lo que [Lasheras, Liñán, Lecuona y Rodríguez 1992] llamaron *doubling mode*. Esta configuración de avance tanto en valle como en vértice parece ser simplemente un estado intermedio en la evolución marcada por el desarrollo de las estructuras en valle y el lento decaimiento de aquellas en vértice, que las hace desaparecer para amplitudes un 20-30% mayores. El número de Strouhal afecta al desarrollo de las estructuras en valle, definiendo dos zonas claramente diferenciadas:

o para $St \approx 1$ el desarrollo en valle aparece a amplitudes de forzado bajas, cercanas al 40%. Esto supone un mínimo en la amplitud de forzado necesaria para obtener esta configuración.

o para $St > 1.2$ la amplitud de forzado para la aparición de avance lateral en valle aumenta bruscamente hasta niveles del 70-80%, manteniéndose aproximadamente constante según aumenta el número de Strouhal.

- para $St < 1$ (longitudes de onda mayores de D) desaparece el caso de avance en vértice y se da directamente la configuración de avance en valle. Al mismo tiempo, la amplitud de forzado necesaria aumenta bruscamente y continúa aumentando exponencialmente según disminuimos el número de Strouhal.

Este gráfico nos proporciona un mapa de configuraciones posibles, dependientes de los parámetros del forzado axial. Aunque no cuantifica el desarrollo lateral alcanzado, el gráfico permite controlar la configuración del flujo de forma sencilla, lo que puede ser de interés en el desarrollo de mezcladores para usos industriales.

La discusión detallada de los datos de este gráfico se dejará para el capítulo 7, pero algunos comentarios interesantes pueden realizarse ahora. Pasemos por alto por un momento la existencia de dos configuraciones de avance lateral y el mecanismo de paso de una a otra. En la figura 3.9 se puede ver que la aparición inicial de un avance lateral (sea este en una u otra posición) se ajusta bastante bien a una ecuación del tipo $A_z \times St = \text{constante}$. El ajuste es excelente, sobre todo, en los extremos de alto y bajo número de Strouhal. Consideremos el significado físico de estos números adimensionales. El número de Strouhal es la relación entre la escala principal del flujo (en nuestro caso el diámetro de salida del chorro interior, D) y la longitud de onda de las estructuras primarias (velocidad de la capa de cortadura entre frecuencia de forzado). La amplitud de forzado podría, en primera aproximación, tomarse como un indicativo de la circulación de la estructura primaria. De esta forma, se pueden sugerir dos mecanismos, probablemente acoplados, para explicar el significado de la curva $A_z \times St = \text{constante}$:

o la aparición de velocidades radiales apreciables en el labio de salida de la tobera, inducidas por el anillo primario anterior. Estas velocidades inducidas decaerán con el aumento de la longitud de onda de la estructura primaria y con la disminución de su circulación.

o el mantenimiento del campo de deformaciones entre estructuras primarias (dónde se produce el desarrollo de las estructuras de avance lateral) a niveles constantes, ya que la disminución del número de Strouhal lo debilitaría (por lo que supone de mayor distancia entre estructuras) y el aumento de amplitud lo reforzaría (al aumentar la vorticidad de las estructuras).

La discusión sobre el mecanismo de paso entre las configuraciones de avance lateral y sobre la inexistencia de avance en valle para bajo número de Strouhal se deja para el capítulo 7, ya que en este momento no se ha expuesto suficiente base experimental para aventurar hipótesis sobre ello.

3.5.2. Organización acimutal de las estructuras de vorticidad acimutal.

La organización acimutal de la tercera estructura del flujo (el anillo de vorticidad negativa) se ha estudiado con mayor detalle, dado que parece estar relacionada, invariablemente, con los fenómenos de avance lateral.

El experimento que produjo las imágenes de la figura 3.10 consistió en girar controladamente la salida corrugada. Se realizó un giro de 0.2π en cuatro pasos equiespaciados. La salida pasa de estar alineada con el láser en un vértice (c, las tres imágenes superiores) a estarlo en un valle (v, las tres imágenes inferiores). Con ello nos es posible observar la organización acimutal de las dos estructuras de vorticidad acimutal. Las imágenes de la figura 3.10 muestran el proceso de medida para tres configuraciones: a) la de avance lateral en vértice, b) la de avance lateral en valle y c) la configuración intermedia de avance en las dos posiciones. En este caso, el mayor interés parece estar en la tercera estructura, ya que la estructura primaria parece mantener una cierta bidimensionalidad. Por este motivo, el cloruro de titanio que actúa como generador del marcador no se introdujo en el flujo interior, como antes, sino que se inyectó en las cercanías de la salida. Esto permite observar con mayor detalle la tercera estructura (surgida a expensas de la corriente exterior), ya que el marcador se deposita en el flujo exterior cercano a la capa de mezcla y no directamente en esta. Las imágenes muestran únicamente la parte superior de la salida (que aparece en el margen izquierdo) debido a que es la única parte donde se deposita el dióxido de titanio (dada su inyección local). De cualquier modo, la información en la parte opuesta resultaría redundante, mostrando el comportamiento en las mismas posiciones acimutales, pero obtenidas en secuencia contraria.

Las imágenes muestran cómo las dos estructuras aparecen junto a la salida con una organización prácticamente bidimensional en los tres casos. Según se va desarrollando el flujo,



la estructura de vorticidad negativa va variando su posición de forma distinta en las diferentes posiciones acimutales, con lo que desarrolla una forma ondulada que va ondulándose más según el flujo se mueve aguas abajo.



Figura 3.10. Cortes longitudinales para diferentes posiciones acimutales entre vértice (c) y valle (v).

Este proceso puede observarse más claramente en las imágenes de avance en vértice (a) ya que la amplitud de forzado es menor en este caso. Pero en el caso de avance en valle (b) se puede observar un comportamiento similar, aunque aparece una mayor interacción entre las dos estructuras contrarrotatorias. Por último, en la configuración (c) de “doblado” (siguiendo la denominación de [Lasheras, Liñán, Lecuona y Rodríguez 1992]) se puede observar que, en la zona intermedia, el desarrollo lateral es menor que en las dos posiciones acimutales límite. Por tanto, en este caso el anillo de vorticidad negativa desarrolla un perfil ondulado en la dirección radial con doble número de ondas que en los otros, aunque menor amplitud.

3.5.3. Estructura tridimensional del flujo. Medidas longitudinales y transversales en fase para una configuración de avance en valle.

Para visualizar las estructuras que se espera encontrar en el flujo, se realizaron cortes transversales (r, θ) y longitudinales (r, z) con planos de luz láser en experimentos ajustados en fase. Con estos dos planos, perpendiculares entre sí, la estructura tridimensional del flujo en desarrollo queda bien definida. Se escogió una configuración basada en un número de Strouhal bajo. Aunque en estos casos se precisa una mayor amplitud de forzado, se ha dado especial importancia a la longitud de onda de las estructuras primarias, que al ser grande permite una mejor identificación de las distintas estructuras.

Los estudios precedentes se realizaron, principalmente, utilizando salidas corrugadas. Se partía de estudios anteriores en placas planas ([Lasheras y Choi 1988]). En ellos, la perturbación impuesta a la salida que daba mejores resultados en el desarrollo de la capa de mezcla era aquella en la que el forzado se obtenía con perfiles que se desarrollaban transversalmente a la placa. Manteniendo la similitud, esto significaba una lobulación corrugada de la salida. Sin embargo, se ha podido observar a lo largo de los experimentos que en la configuración axisimétrica a la que este estudio se dirige, el uso de salidas dentadas da mejores resultados. Otros autores han preferido el uso de salidas corrugadas ([Lasheras *et al.* 1992, Brancher *et al.* 1994, etc.]). Básicamente se observa que se obtienen configuraciones similares para amplitudes de forzado menores. Un ejemplo de esto aparece recogido en la figura 3.10, en donde se marca el punto de funcionamiento para las medidas de esta sección. Se puede observar cómo, en el caso de utilizar una salida corrugada, sería necesario aumentar la amplitud de forzado para obtener una configuración de avance en valle como la que muestran las imágenes de las próximas figuras. Esta diferencia entre salidas puede deberse a que el espacio abierto entre dientes proporciona mayor libertad para el crecimiento radial que la expansión que produce la corrugación¹⁰.

Las condiciones de los experimentos que se muestran a continuación aparecen en la tabla 3.3. Los números adimensionales siguen las definiciones de las ecuaciones 1.10. Los resultados obtenidos en estos experimentos de visualización se recogen en las figuras 3.11 a 3.18.

La figura 3.11 muestra cortes longitudinales a lo largo del eje para el flujo definido por las condiciones mencionadas en la tabla 3.3 y para fases entre 0° y 330° . Si se desea comparar esta información con la del estudio teórico previo, debe tenerse en cuenta que la fase 0 del

experimento no corresponde con el principio del semiperiodo de impulsión, como quedaba definido en las ecuaciones 3.2. La fase de impulsión comienza, en las fases medidas experimentalmente, para fase $\approx 180^\circ$.

Parámetros del flujo medio		Parámetros del forzado axial		Parámetros de la perturbación acimutal	
Re_D	u_R	St	A_z (%)	n	A_θ
425	0.37	0.7	64	5	0.1

Tabla 3.3. Condiciones de las medidas en fase.

La cámara vuelve a estar colocada perpendicular al plano de luz láser en el mismo plano del eje de la salida. Los 5 lóbulos pueden verse en perspectiva, en el margen izquierdo de las imágenes. Un máximo del perfil sinusoidal (vértice) se encuentra arriba, alineado con el plano de luz, y un mínimo (valle) se encuentra abajo.

Si nos fijamos inicialmente en la zona cercana a la salida se puede apreciar que, entre las fases 0° y 180° el chorro interior disminuye de sección. El efecto es más claro en el valle, pero también comienza a aparecer en el vértice a partir de la fase 150° . Esto refrenda la información de la ecuación 3.3. Posteriormente, una estructura aparece en el valle (210°) y poco a poco (240° en adelante) se convierte en una estructura con forma de seta, mostrando las dos estructuras de vorticidad contrarrotatorias. La estructura que aparece más cerca de la salida de la tobera sería el corte de la estructura primaria (anillo de vorticidad positiva) y puede verse su corte también en el vértice opuesto, como corresponde a una estructura anular. La estructura de vorticidad que aparece en el valle antecediendo a ésta (con lo que se forma la seta) debiera ser la tercera estructura del flujo (anillo de vorticidad negativa) pero se observa que no aparece en el vértice. Las sombras grises que se pueden ver eventualmente proceden de estructuras fuera de plano, en los valles adyacentes al vértice superior. Esto parece refutar la hipótesis de estructura anular. Sin embargo, el hecho de no encontrar rastros de esta estructura en los vértices se puede deber a una temprana ondulación del anillo. Un ejemplo de esto podemos observarlo en las imágenes de la figura 3.10a¹¹, aunque allí el proceso no era tan rápido, probablemente fruto de la menor amplitud de forzado (y, por tanto, menor circulación de la estructura primaria y de su campo de inducción). Dejemos, sin embargo, este punto abierto hasta observar los cortes transversales.

¹⁰ Para una definición de las posiciones de valle y vértice en el caso de salidas dentadas, dirigirse a la figura 3.2.

¹¹ De forma inversa, ya que allí la estructura desaparecía en valle.

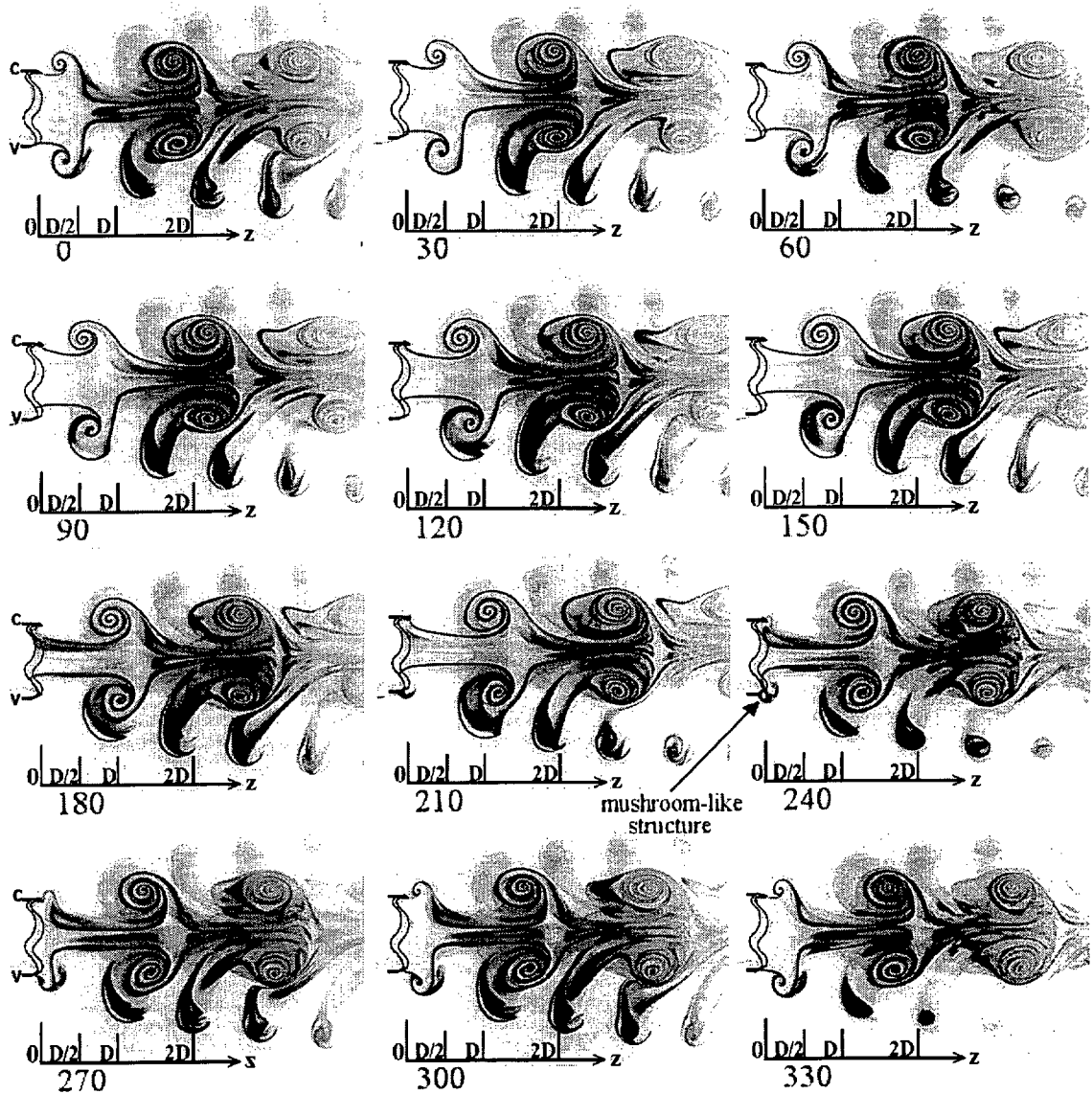


Figura 3.11. Cortes longitudinales a lo largo del eje del flujo para diferentes fases de la señal de forzado axial. El flujo se desarrolla de izquierda a derecha, con la salida dentada visible en el margen izquierdo de cada imagen. En la parte superior, el haz de iluminación corta la salida en un vértice (c) y en la inferior en un valle (v).

Siguiendo, según aumenta la fase, la estructura primaria que aparece en el borde de salida en la fase 240° , puede observarse su progresivo arrollamiento. Este proceso afecta a la otra estructura (el hipotético anillo negativo), cuyo arrollamiento no es observable, al menos con la claridad de las imágenes precedentes. En estos primeros momentos, la estructura negativa se halla dominada por la inducción de la estructura primaria, aun no completamente desarrollada. Si avanzamos una longitud de onda aguas abajo, nos encontramos con una nueva situación. La estructura de valle, que inicialmente precedía en dicha zona a la estructura primaria, ha quedado

detrás. En esta zona existe ahora un campo de deformaciones debido a las dos estructuras primarias adyacentes, por lo que el futuro desarrollo de la estructura lateral de valle vendrá definido por esta interacción, y no por la inducción de un solo vórtice, como en su desarrollo previo.

Para entender el desarrollo posterior de la estructura lateral conviene estudiar, por tanto, el campo de estiramientos que se crea entre dos vórtices. Manteniendo la convención que hemos utilizado hasta ahora, llamaremos “fuste” (*braid*) a esta zona entre vórtices. Un esquema del campo de deformaciones creados por las estructuras primarias en los fustes puede verse en la figura 3.12.

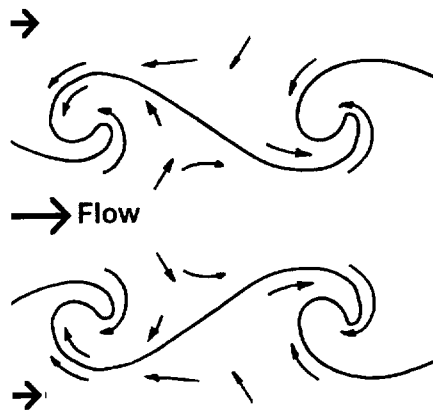


Figura 3.12. Esquema del campo de deformaciones producido por dos anillos de vorticidad. Adaptada de [Lasheras et al. 1992]

La evolución de la estructura negativa observada en las imágenes de la figura 3.11 puede resumirse de la siguiente forma:

- Aparece antecediendo a la estructura primaria (fase 240°) y sólo resulta visible en valle.
- Debido a la inducción de la estructura primaria, que va desarrollándose, describe una trayectoria circular por el exterior de la citada estructura (fases 0° a 300°), terminando el proceso aguas abajo de la estructura primaria y con una cierta proyección lateral debida al movimiento realizado (fase 120° , estructura en $z \approx 2D$).
- Es estirada por el campo de deformaciones producido por la interacción de las dos estructuras primarias adyacentes. Continúa su retraso frente a las estructuras primarias, probablemente como consecuencia del campo de deformaciones y de encontrarse en una región exterior, donde la velocidad es menor.

- Debido a su movimiento más lento, pasa a verse afectada por la inducción de la estructura primaria adyacente aguas arriba (120° , 180° , 300° , etc.)

Si mantenemos la hipótesis de que la tercera estructura, cuyo movimiento queda descrito, es un anillo de vorticidad de sentido contrario a la estructura primaria, tendrá que haber desarrollado una forma fuertemente ondulada desde un principio. Por tanto, los cortes transversales del flujo pueden servir para observar las partes que, debido a la ondulación, hayan quedado alineadas con la dirección de la corriente. Las figuras 3.13 a 3.16 muestran dichos cortes transversales del flujo para diferentes posiciones axiales y para las mismas fases que en los cortes longitudinales de la figura 3.11. Cabe esperar que, además de observar la supuesta ondulación de la tercera estructura del flujo, los cortes transversales revelen la aparición y desarrollo de la estructura secundaria estudiada por [Corcos y Lin 1984, Lasheras y Choi 1988, etc.] y, para chorros, por [Liepmann y Gharib 1991]

En la figura 3.13 se muestran cortes transversales del flujo justo a la salida de la tobera (el plano de luz láser toca los vértices, que aparecen en negro y con algo de saturación en las imágenes). Debido al forzado axial, se pueden definir dos semiperiodos. En el periodo de retroceso, entre las fases 0° y 180° , se puede apreciar cómo entra fluido exterior en la tobera debido a las zonas de baja velocidad que (según el estudio de la sección 3.3 y confirmado por estas medidas) presenta el perfil de velocidades interior. Posteriormente, viene un intervalo difuso en el que probablemente la velocidad en la periferia del chorro sea del orden de la exterior, hasta que, aproximadamente para fase 210° , se observa la incidencia del semiperiodo de impulsión. La velocidad interior en la periferia es entonces mayor que la velocidad del exterior y el fluido interior sale, inicialmente por los valles y posteriormente también por los vértices. Estos dos semiperiodos deben causar la formación de los dos anillos de vorticidad previstos.

Aparte de estos razonamientos acerca del campo de velocidades que afecta a las estructuras de vorticidad acimutal, se puede observar en las imágenes de la figura 3.13 la aparición de estructuras secundarias en la dirección axial. Estas estructuras son cortadas transversalmente por el plano de luz.

En las imágenes de la figura 3.13 se puede observar la aparición de estos filamentos de vorticidad axial. Quizá es posible diferenciar dos tipos de estructuras diferentes, una que se forma en la parte interior (fase 0° a 180°) y otra que se forma en la parte exterior (fase 210° a

300°). La diferencia entre estas dos estructuras será más notable en los cortes realizados más aguas abajo.

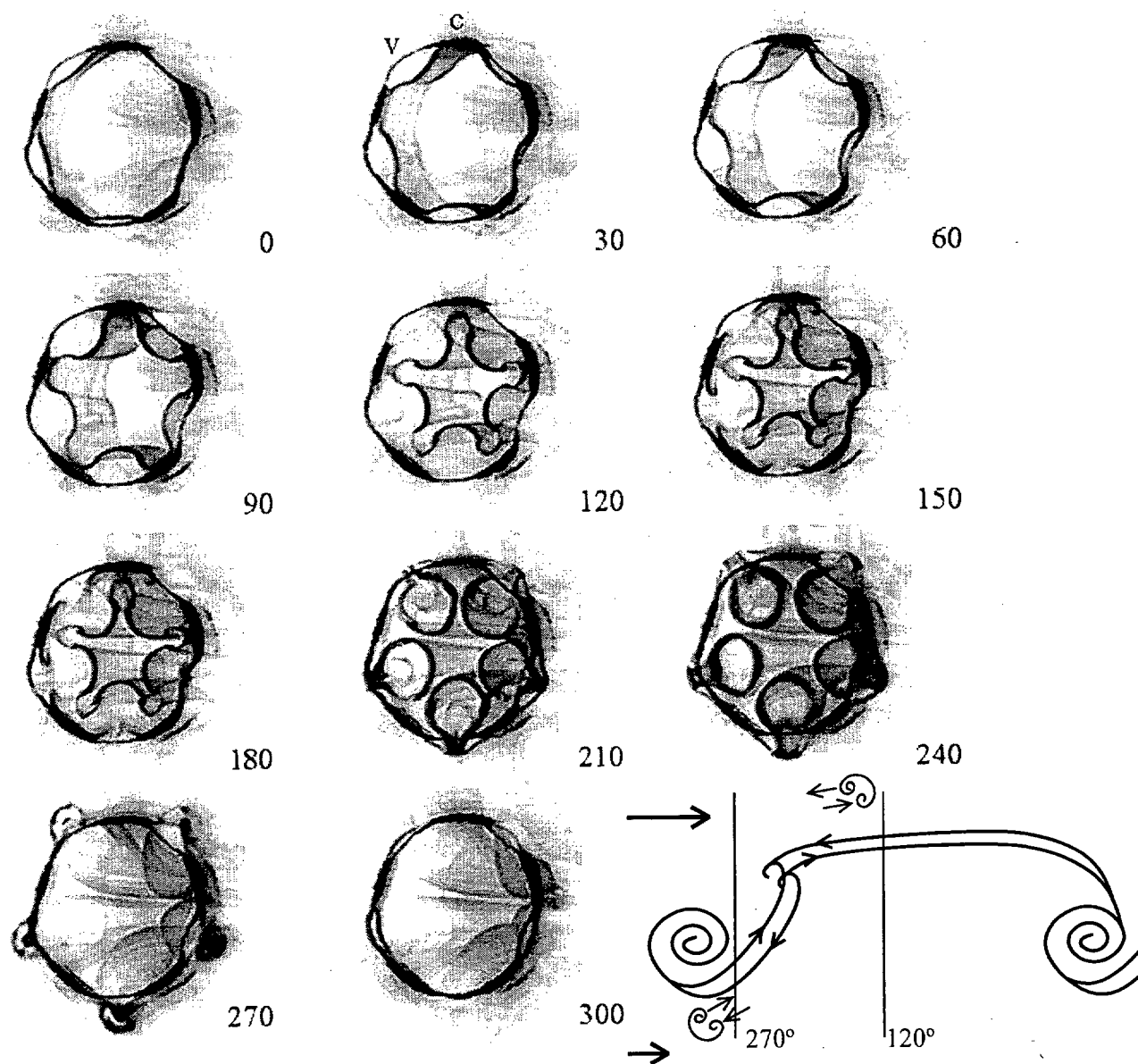


Figura 3.13. Cortes transversales del flujo a la salida ($z = 0$) para distintas fases del forzado. La imagen para fase 30° muestra las posiciones de valle (v) y vértice (c) de la salida dentada de 5 lóbulos. El esquema tridimensional en la esquina inferior derecha muestra la organización de las estructuras y explica el cambio de signo entre las estructuras interiores (fase 120°, por ejemplo) y las exteriores (fase 270°).

La figura 3.13 se completa con un sencillo esquema tridimensional que pretende facilitar la comprensión de la geometría que recogen las imágenes. En él se puede ver un corte de las dos estructuras de vorticidad acimutal. Partiendo de la estructura aguas arriba (anillo positivo) y moviéndonos aguas abajo, se observa la organización de los dos filamentos en la zona entre

dicha estructura y la tercera estructura del flujo. Posteriormente, se observa la organización de la estructura secundaria en el fuste que conduce a la siguiente estructura primaria. Hemos decidido denominar estructura secundaria sólo a esta segunda estructura y no a la que ocurre aguas arriba en el esquema, por motivos que se verán rápidamente. Nótese, de cualquier modo, que los filamentos se acoplan en las estructuras acimutales, no interfiriendo ya que resultan alineados¹².

Las figuras 3.14, 3.15 y 3.16 muestran cortes transversales del flujo para diferentes posiciones axiales (distancias de $D/2$, D y $2D$ relativas al labio de salida, respectivamente) y para las mismas fases que en las figuras anteriores. En ellas es posible reconocer más claramente la diferencia entre las dos estructuras de vorticidad axial diferenciadas anteriormente. La estructura exterior tiende a anclarse en posiciones de valle mientras que la estructura interior se ancla en zonas de vértice.

Las estructuras primarias se ven fácilmente en estos cortes transversales, apreciándose claramente cuando se corta el arrollamiento incipiente. Esto ocurre, aproximadamente, para fase 60° - 90° en la figura 3.14, para fase 180° en la figura 3.15 y para fase 0° y 30° en la figura 3.16. Volviendo a la figura 3.11, podrá observarse que esta información es coherente con la fase que, en dichas imágenes, muestran las estructuras primarias al pasar por las posiciones $z = D/2$, D , y $2D$. La tercera estructura no aparece, al menos como un corte longitudinal de su estructura en las figuras 3.14 a 3.16.

Estudiemos brevemente las dos estructuras de vorticidad axial. La estructura interior o estructura secundaria muestra una forma ondulada, con “avances” laterales en las zonas de vértice (c) y disminuciones de sección en las zonas de valle (v). En los primeros momentos (figura 3.14), la estructura interior aparece en el fuste y su clara geometría ondulada tiende a desaparecer cuando nos aproximamos, por uno u otro lado, al anillo de vorticidad, en cuya zona la geometría es básicamente circular. Conforme avanzamos aguas abajo (figuras 3.15 y 3.16), se observa cómo la estructura, manteniéndose y concentrándose en los fustes, tiende a avanzar por el interior y el exterior de la estructura primaria. Para fase 180° en la figura 3.15, es posible distinguir una estructura ondulada en el interior del vórtice, lo que muestra el avance de la estructura del fuste en sentido aguas arriba. Para fase 0° - 30° en la figura 3.16, es posible observar cómo la estructura sigue ahí, e interacciona con las distintas capas interiores del arrollamiento. En las mismas imágenes (fase 0° - 30° en la figura 3.16) es posible distinguir la

¹² Sin embargo, si desenrolláramos las estructuras, los filamentos resultarían de sentidos opuestos, pero quedan alineados debido a la existencia de una singularidad del plano de la capa de mezcla en el eje de las estructuras acimutales.

progresiva ondulación del exterior del vórtice. Esto indica el avance de la estructura del fuste en sentido aguas abajo (ya que dicha ondulación no puede ser fruto de la estructura exterior, que actúa en sentido contrario y, además, se ha alejado paulatinamente de la zona). Todo el comportamiento de esta estructura resulta similar al que desarrolla la estructura secundaria en capas planas, según las observaciones realizadas anteriormente por Lasheras y sus colaboradores.

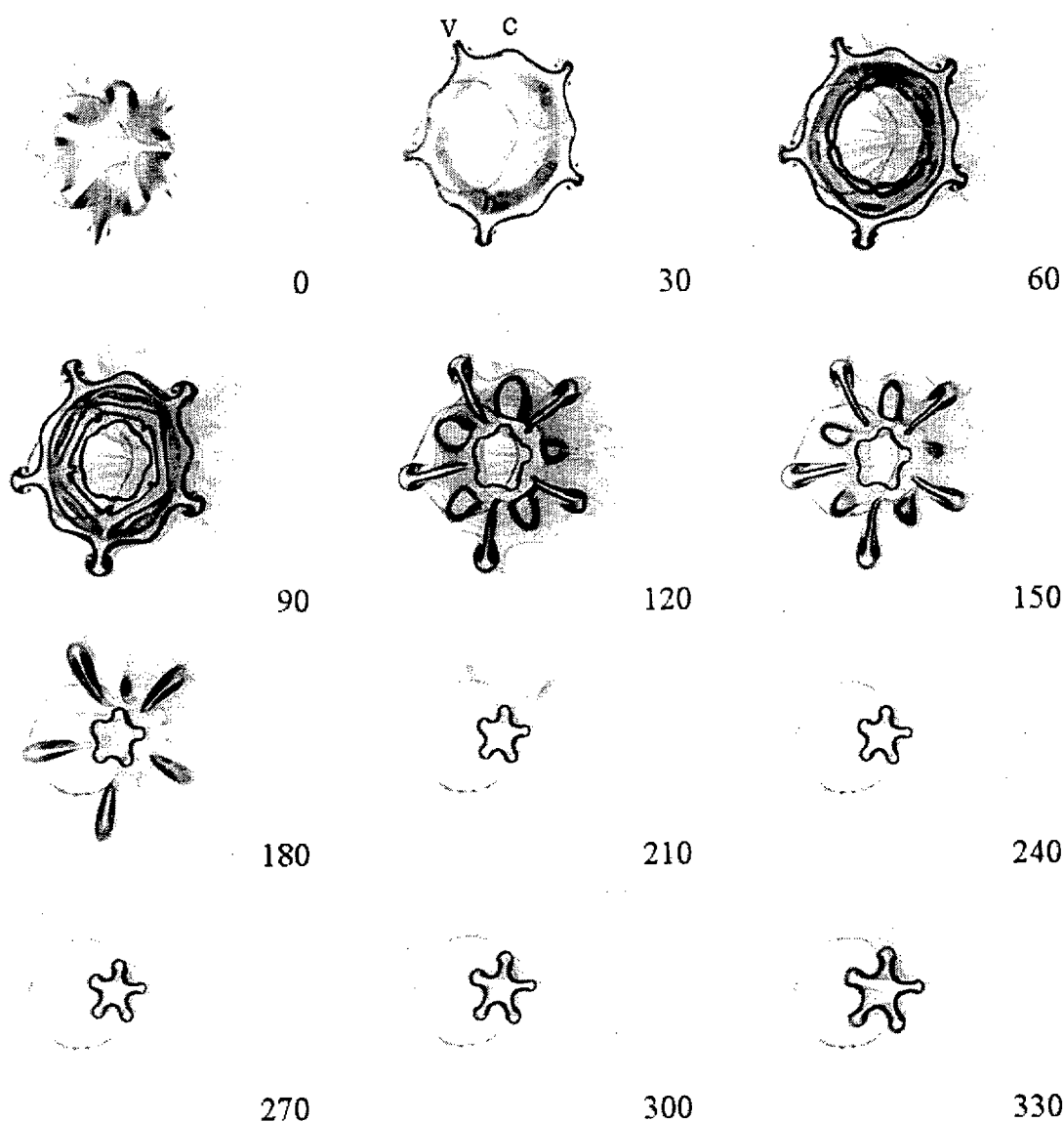


Figura 3.14. Cortes transversales del flujo a $z = D/2$ para distintas fases del forzado. La imagen para fase 30° muestra las posiciones de valle (v) y vértice (c) de la salida dentada de 5 lóbulos.

La estructura exterior se agrupa en pares de filamentos contrarrotatorios en posiciones de valle, en las que muestra un avance lateral considerable ($r \approx D$ en la figura 3.16). En los

primeros momentos (figura 3.14), la estructura exterior aparece en la zona del anillo de vorticidad positiva (de fase 0° , antes del anillo, a fase 120° , detrás), con un incipiente desarrollo aguas arriba (fase 150° y 180°). Conforme avanzamos aguas abajo (figuras 3.15), se observa cómo la estructura desaparece de las partes anteriores del anillo de vorticidad positiva y se desarrolla por el fuste inmediatamente posterior a la estructura primaria.

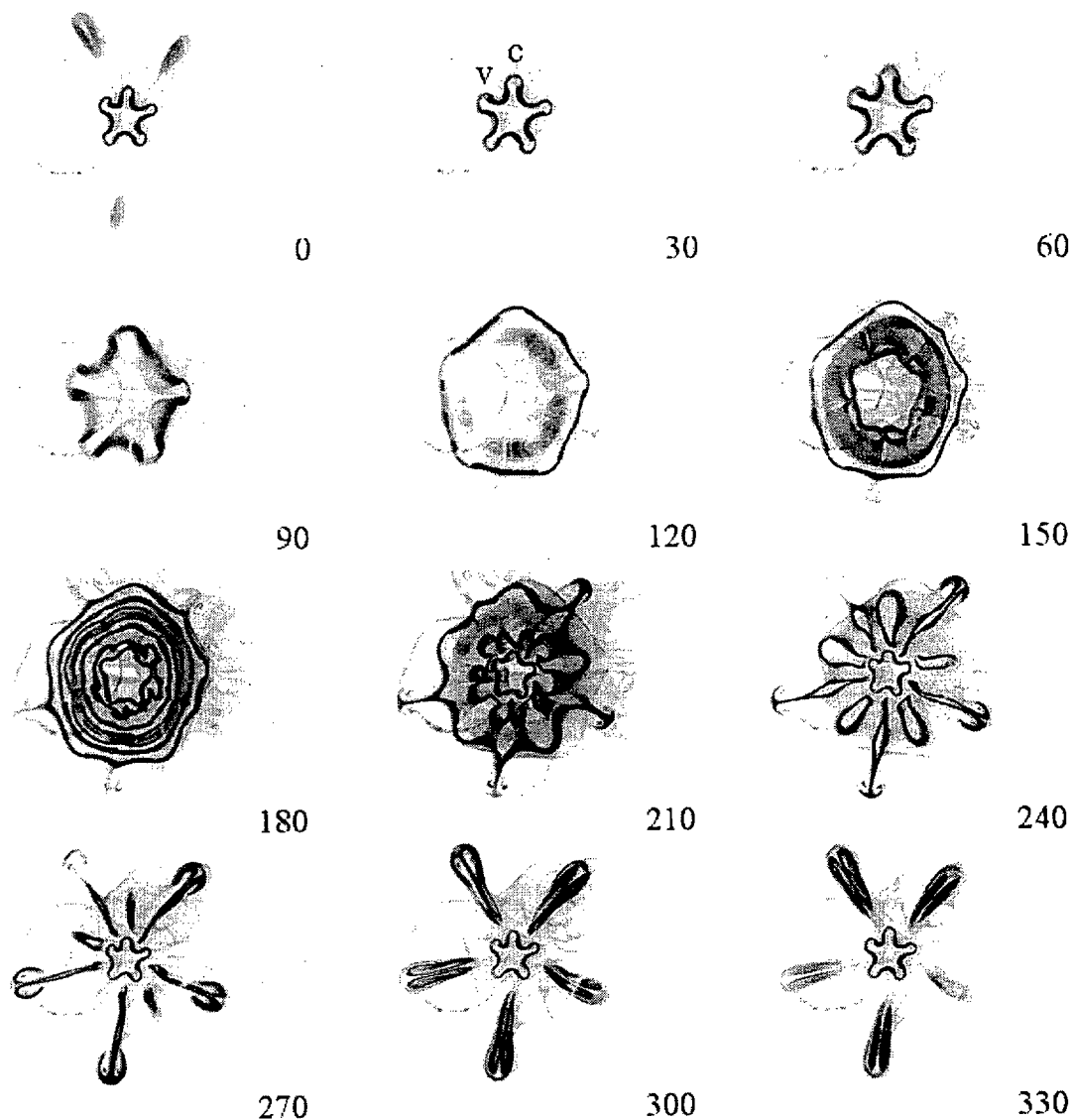


Figura 3.15. Cortes transversales del flujo a $z = D$ para distintas fases del forzado. La imagen para fase 30° muestra las posiciones de valle (v) y vértice (c) de la salida dentada de 5 lóbulos.

En las imágenes de la figura 3.16, por último, se puede observar cómo la estructura, manteniendo su organización acimutal, se encuentra en la parte inmediatamente anterior al anillo de vorticidad (fase 270°) y sobre él (fases 300° a 60°). La lógica del movimiento

previamente descrito hace suponer que, en este último caso, el anillo de vorticidad no es el inicial, sino el inmediatamente posterior.

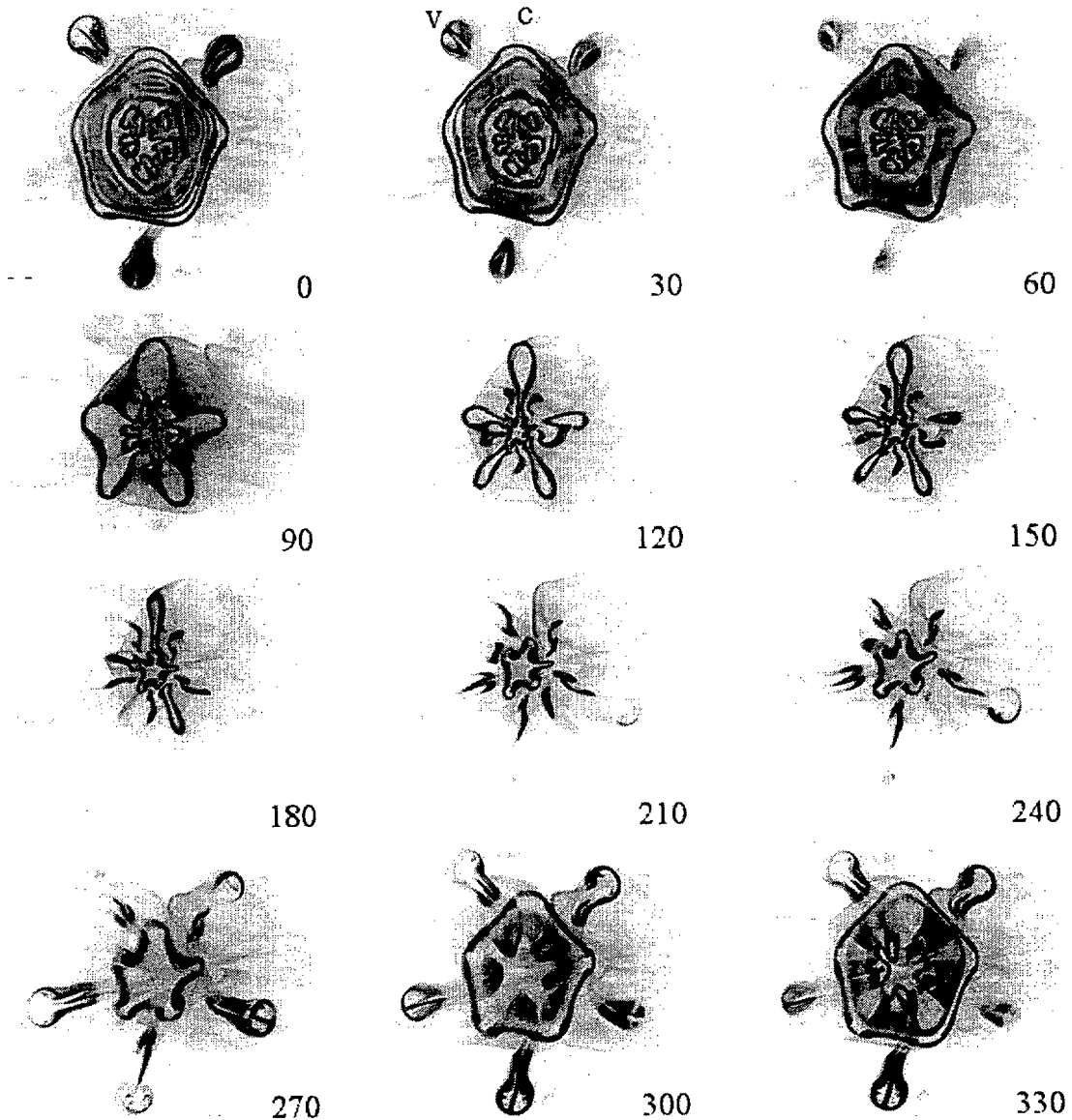


Figura 3.16. Cortes transversales del flujo a $z = 2D$ para distintas fases del forzado. La imagen para fase 30° muestra las posiciones de valle (v) y vértice (c) de la salida dentada de 5 lóbulos.

La comparación de la información recién comentada con la que se muestra en los cortes longitudinales del flujo de la figura 3.11 conduce a una conclusión necesaria: la estructura axial exterior, observada en los cortes transversales, y la estructura lateral de supuesta vorticidad acimutal negativa, observada en los cortes longitudinales, son la misma estructura. Esto permite retomar la hipótesis de un anillo de vorticidad negativa, aunque sólo se haga presente en la zona de valle. Su continuidad puede existir a través de los filamentos observados en los cortes

transversales (antes denominados estructura exterior), que en su otro extremo (la continuidad en vértice) han sido absorbidos por la estructura primaria.

Otros datos de interés sobre esta compleja estructura pueden observarse, por ejemplo, en las imágenes para fase 240° y 300° de la figura 3.15 y en la imagen para fase 150° de la figura 3.16. En ellas se observa la geometría interna de la zona de avance en valle. Mirando la figura 3.11 se observa cómo la estructura se encuentra combada en esta zona y eso es lo que se aprecia en los cortes transversales antedichos. En la figura 3.15, fase 240° , se observa una estructura que termina en el exterior en dos filamentos de vorticidad axial contrarrotatorios. En la figura 3.16, fase 150° , se observa la parte interna de dicha estructura, constituida por dos filamentos de vorticidad axial contrarrotatorios, pero opuestos en signo con los anteriores para cada posición acimutal. Por último, en la figura 3.15, fase 300° , se observa un corte longitudinal de los dos filamentos de vorticidad axial contrarrotatorios. Todo ello muestra la estructura combada y continua de estos filamentos.

Dada la complejidad de esta estructura y su importancia fundamental en la dinámica del flujo en el campo cercano, se ha elaborado un modelo que intenta explicar de forma sencilla los procesos por los cuales el aquí postulado anillo de vorticidad negativa llega a convertirse en esta complicada y ondulada estructura. Esto se tratará detalladamente en el capítulo 7, de discusión de resultados experimentales.

Para completar la información dada sobre la geometría fuertemente ondulada del anillo de vorticidad negativa, se ha realizado una serie de cortes longitudinales del flujo, en los que el plano láser no corta el eje del chorro, sino que se sitúa a diferentes distancias radiales de éste y es paralelo a él. Los resultados, realizados para fase 0° , aparecen en la figura 3.17. Un valle aparece en el centro de la imagen, y el plano de luz láser va alejándose de él, hacia el exterior del flujo. Un esquema de la organización de las medidas aparece en el margen inferior izquierdo. En las imágenes pueden identificarse tres anillos de vorticidad positiva. El más cercano a la salida del flujo (visible en el margen derecho) no se ha desarrollado aún completamente, aunque ciertos detalles de las estructuras pueden observarse. La información más interesante, sin embargo, aparece en el lado aguas arriba de los dos anillos siguientes. Allí puede observarse cómo la estructura negativa aparece como dos filamentos de vorticidad aparentemente paralelos, formando una típica estructura en forma de seta (a, b en la figura). Quizá pueda observarse en algunas imágenes una tercera estructura (c), Diferentes cortes de la

estructura pueden verse según el láser se aleja del eje del flujo. En la última imagen, la estructura (a), cuyo desarrollo lateral es incipiente, desaparece.

Estas medidas muestran con claridad la continuidad de la estructura desde el núcleo del chorro interior hasta la cabeza exterior de la estructura. Además, muestran la posibilidad, dada la cercanía de los filamentos contrarrotatorios, de un proceso de reconexión entre ellos, lo que daría lugar a una eyección en el sentido expuesto por [Martin y Meiburg 1991]. Todos estos aspectos serán discutidos en el capítulo 7.

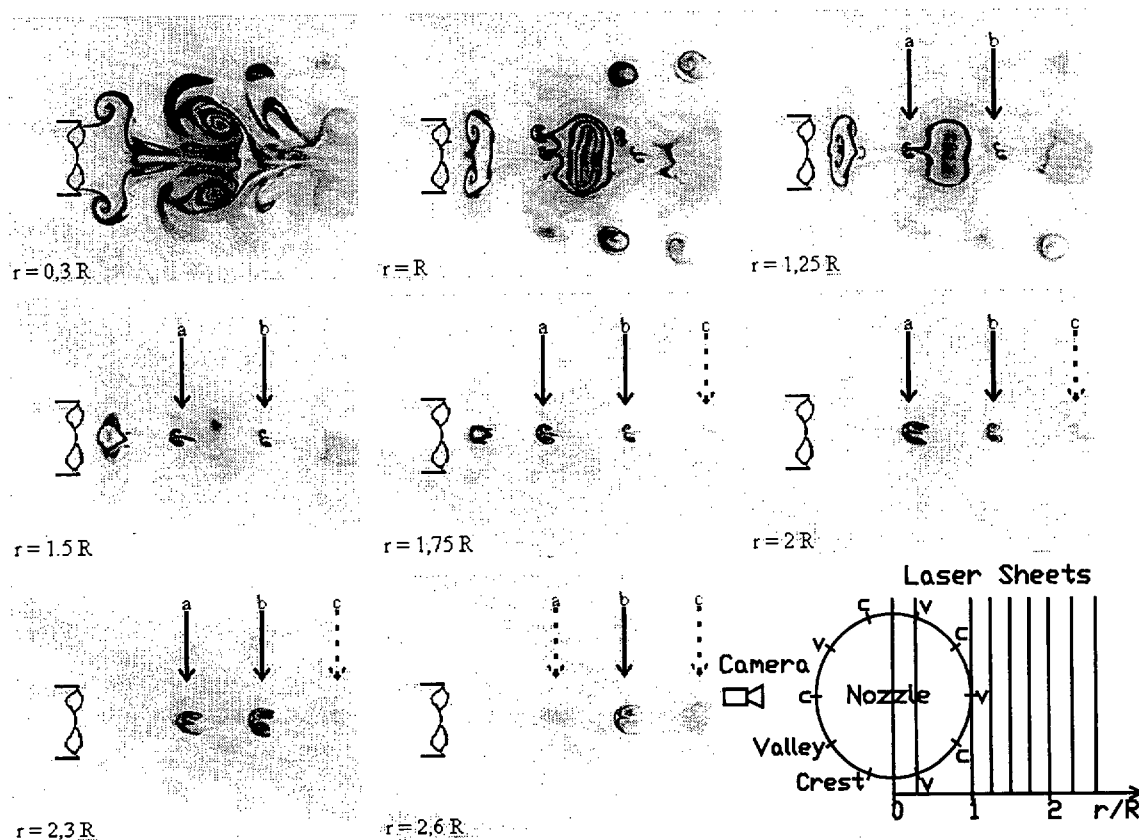


Figura 3.17. Cortes longitudinales del flujo a diferentes distancias del plano axial. Un esquema de la configuración experimental, mostrando los diferentes planos de medida, la posición de la cámara y la orientación de la tobera, puede verse en la esquina inferior izquierda [Valle (v, valley) y vértice (c, crest)]. La fase de la señal de forzado es de 0° . El flujo se desarrolla de izquierda a derecha, con la salida dentada resaltada en el margen izquierdo de las imágenes.

Un último detalle de las imágenes presentadas es la estructura de supuesto avance lateral en vértice que aparece, por ejemplo, en la imagen para fase 120° de la figura 3.16. Si se compara con la información de las fases adyacentes y con la de las imágenes de la figura 3.11, se llega a la conclusión que se trata más bien de un retraso ligero de la parte de aguas arriba de la

estructura primaria. Esto es probablemente consecuencia del proceso de avance de la estructura secundaria, desde el fuste hacia los anillos de vorticidad adyacentes, proceso anteriormente comentado. Lasheras y sus colaboradores invocaron mecanismos similares por los que la estructura secundaria actuaba como iniciadora de un proceso que producía el paso a la tridimensionalidad de la estructura primaria¹³. Un proceso similar (aunque con las obvias diferencias) parece ocurrir aquí. La figura 3.18 muestra un corte longitudinal del flujo para un campo de visión mayor que el mostrado hasta ahora. En ella se aprecia claramente cómo, para $z > 4D$, el efecto del retraso del anillo de vorticidad positiva en posiciones alineadas con los vértices empieza a ser evidente.

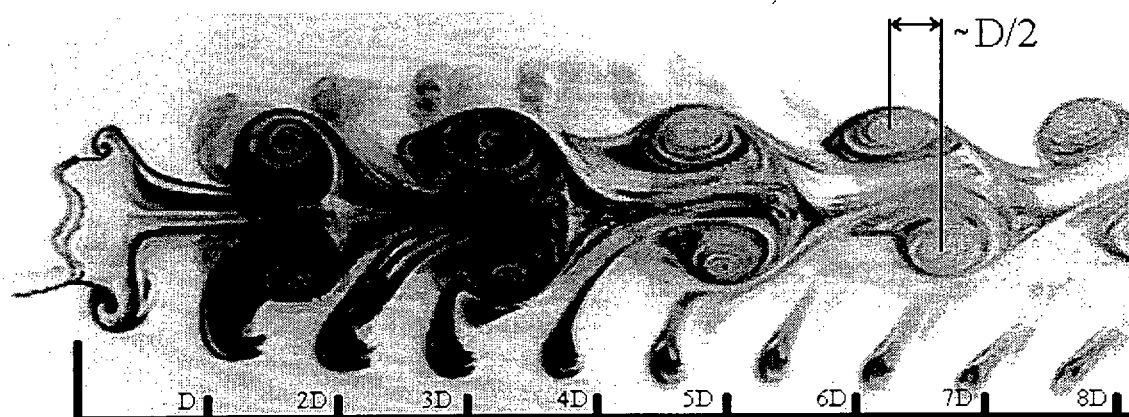


Figura 3.18. Corte longitudinal del flujo con un campo de visión axial entre la salida y $z = 8D$. La fase de la señal de forzado es de 0° . El flujo se desarrolla de izquierda a derecha, con la salida dentada resaltada en el margen izquierdo de las imágenes.

El efecto mostrado produce una ondulación acimutal de la estructura primaria, que se convierte en tridimensional. Aparentemente, el mecanismo es similar al observado anteriormente en capa plana y no se basa en interacciones con la estructura negativa. En la literatura no ha quedado demostrado que el paso a la tridimensionalidad del flujo produzca directamente su paso a régimen turbulento, ni que influya directamente en la transición de mezclado, como apunta [Roshko 1990]; pero parece claro que esta transición afecta a la estabilidad del flujo. Por tanto, el proceso de paso a la tridimensionalidad resulta de gran interés, en cuanto se puedan desarrollar mecanismos para su control. En el capítulo 7 se intenta explicar el mecanismo que produce este paso a la tridimensionalidad, y se sugieren mecanismos de control.

¹³ Puede consultarse la revisión del trabajo de [Lasheras y Choi 1988] realizada en el capítulo 2.



4. Técnica de medida

4.1 Introducción

Uno de los objetivos de esta tesis consiste en ampliar los estudios previamente descritos, aportando medidas cuantitativas del campo de velocidades. Dado que la información de interés consiste en la medida simultánea de las diferentes estructuras de vorticidad, se eligió una técnica de medida de campo completo. De las técnicas existentes, se considera que la que se encuentra en mayor estado de desarrollo es la Velocimetría por Imágenes de Partículas o PIV.

El PIV es una técnica básicamente bidimensional, aunque actualmente se están realizando varios intentos (PIV holográfico, estéreo-PIV, etc.) para ampliar la medida a la tercera dimensión¹. Sin embargo dichos métodos no han alcanzado aún el grado de desarrollo de la técnica bidimensional, por lo que no serán utilizados. En el problema que se pretende estudiar, como se ha visto en los capítulos 2 y 3, aparecen estructuras de vorticidad azimutal y estructuras de vorticidad axial. Un método de medida como el PIV bidimensional no es capaz de obtener medidas que nos permitan calcular circulaciones para todas las estructuras de vorticidad involucradas en el problema. La medida se restringirá a las partículas que se muevan en un plano que contenga un diámetro de la tobera de salida y su eje, obteniendo de dicha forma un campo de velocidades que nos servirá para calcular las circulaciones de las dos estructuras que se forman debido a las inestabilidades axisimétricas (vorticidad azimutal), pero no las que surgen debido a la inestabilidad azimutal (vorticidad axial).

¹ La medida tridimensional se puede extender tanto a las dimensiones del vector velocidad como a la malla de puntos de medida.

Las medidas de esta tesis se realizaron sobre un túnel hidrodinámico construido al efecto, que produce un flujo similar al utilizado en los ensayos a los que se hace referencia en el capítulo 3. Como se recordará, los experimentos reseñados en dicho capítulo fueron realizados en un túnel aerodinámico. Entre las razones del cambio de fluido cabe citar la posibilidad de tener rangos de funcionamiento más amplios (principalmente en cuanto al número de Reynolds), la necesidad de un diseño compacto y la mayor facilidad de obtener medidas de PIV en agua. En realidad, el cambio de fluido produce ventajas e inconvenientes para la técnica de medida. Las características del fluido que resultan de importancia para la medida se encuentran resumidas en la tabla 4.1.

	Agua	Aire
Densidad (Kg m^{-3})	1000	1.206
Viscosidad cinemática ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$)	$1.005 \cdot 10^{-6}$	$1.50 \cdot 10^{-5}$
Viscosidad dinámica ($\text{Kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$)	$1.005 \cdot 10^{-3}$	$1.81 \cdot 10^{-5}$
Índice de refracción ()	1.33	1

Tabla 4.1. Propiedades del aire y el agua a 1atm y 20°C. ²

La mayor densidad del agua facilita la utilización de un mayor rango de productos para el sembrado, ya que permiten el uso de partículas de mayor tamaño y más pesadas. Un estudio más detallado del comportamiento dinámico de las partículas de sembrado en el flujo, en el que se observa la importancia relativa de estos factores, aparece en la sección 4.4.1. Por el contrario, el menor índice de refracción del aire nos ofrece un mejor aprovechamiento de la luz. Hay que tener en cuenta, sin embargo, que la luz reflejada por una partícula estará influida tanto por el índice de refracción de la partícula frente al medio como por su tamaño, por lo que también en este aspecto puede resultar más sencilla la medida en agua.

La resolución espacial y la resolución en la medida de velocidad vienen determinadas por el equipo utilizado y por las características dinámicas del experimento. Un túnel de agua requiere velocidades menores para flujos del mismo Reynolds. Las velocidades menores permiten la utilización de intervalos de tiempo mayores entre pulsos para un área de interrogación dada y, por tanto, una mayor resolución en la medida de la velocidad. Como contrapartida, en un túnel hidrodinámico las escalas espaciales serán menores, por lo que será necesaria una mayor resolución espacial.

² Datos obtenidos de [Sherman 1990].

El sembrado es uno de los puntos clave de la medida de PIV, ya que ésta se realiza indirectamente sobre las partículas sembradas y no sobre el flujo real. Durante la gestación de este trabajo se probaron una gran cantidad de partículas, decidiéndose al fin la utilización de esporas de licopodio, por consideraciones como sus características dinámicas en agua, estabilidad química y biológica, disponibilidad y precio ([Sánchez 1998]).

Aparte de las medidas de PIV, que forman la parte fundamental de la tesis, se han realizado medidas de visualización mediante fluorescencia inducida por un haz láser plano (*Planar Laser Induced Fluorescence*, PLIF)³. Estas medidas nos permiten observar las características morfológicas del flujo para las diferentes condiciones experimentales. En cierto sentido, suponen un puente entre la información obtenida en el capítulo 3 y las medidas de PIV⁴.

4.2 Conceptos básicos de PIV (Velocimetría por Imágenes de Partículas).

La técnica de PIV es un método de medida no intrusivo y simultáneo en todo el campo fluido. Como todas las técnicas de velocimetría basadas en el estudio de imágenes de partículas en movimiento (Laser Speckle Velocimetry, Particle Tracking Velocimetry o Particle Streak Velocimetry), el PIV consiste básicamente en obtener la imagen de una partícula en varios instantes. Para ello es necesario:

- Iluminar la partícula en varios instantes, mediante la utilización de dos o más pulsos luminosos separados un intervalo de tiempo conocido.
- Captar las imágenes así generadas mediante algún sensor fotosensible.
- Calcular, mediante algún algoritmo matemático, la distancia que separa dichas imágenes. La velocidad en cada punto vendrá dada por dicha distancia y el intervalo de tiempo entre los pulsos.

Un esquema de la configuración comúnmente utilizada aparece en la figura 4.1.

³ No se han realizado medidas de concentración a partir de dichas imágenes, sino que se ha utilizado simplemente la información visual que aportan.

⁴ En los experimentos de PLIF se ha sembrado el chorro interior, por lo que en las imágenes se observa tintada la zona de mezcla y la zona no mezclada del chorro interior, en contraposición con la visualización exclusiva de la capa de mezcla realizada en las medidas en aire.

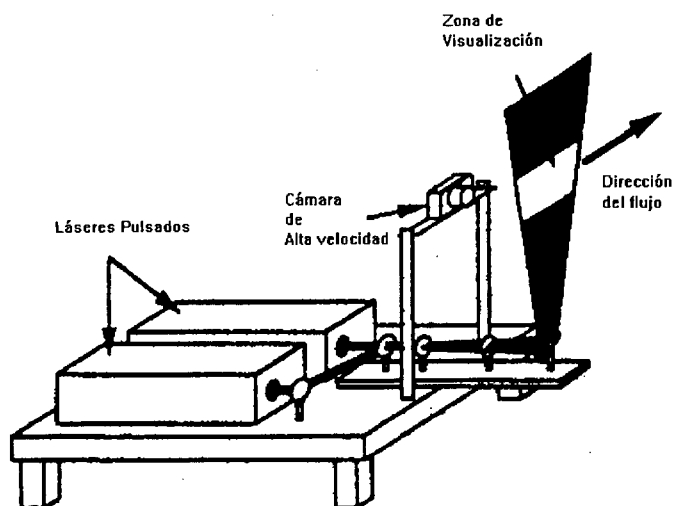


Figura 4.1. Configuración del sistema de medida para PIV

La técnica de medida de PIV es ampliamente utilizada en la caracterización de flujos. Existe un gran número de publicaciones sobre ella en la literatura, pero cabría destacar los artículos de [Adrian 1984 y Willert y Gharib 1991] y las revisiones de [Adrian 1991, Grant 1997, Hinsch 1993 y Westerweel 1998].

La realización de la medida plantea diversos problemas:

- o Características del fluido. El fluido debe ser transparente a la radiación empleada (normalmente luz visible, para minimizar riesgos en el empleo de láseres de alta potencia) y sus características dinámicas no deben variar de forma apreciable a causa del sembrado.

- o Necesidad de sembrado. Se debe 'sembrar' el flujo con partículas de elevado índice de refracción para obtener sus imágenes. Es necesario, por tanto, validar la hipótesis de que las partículas siguen en todo momento al fluido y son despreciables los efectos de las fuerzas de inercia o gravitacionales (flotación). Esto nos obliga a utilizar partículas de reducidas dimensiones y de densidad cercana a la del fluido. En agua es común la utilización de partículas diseñadas al efecto, como esferas de poliestireno o polietileno, esferas huecas de cristal, etc., o de partículas semiesféricas naturales como polen de conífera, esporas de licopodio, etc.. Sobre este tema resultan de interés los trabajos de [Kamemoto 1989, Meyers 1991, Mei 1996 o Schmidt et al, 1995]. Un estudio más detallado de este problema aparece en la sección 4.4.

- o Necesidad de una fuente de luz de alta energía y pulsada. Se recurre normalmente a un láser pulsado (aunque puede utilizarse un láser continuo que, mediante la inclusión de

elementos mecánicos, produzca un haz de características similares al del láser pulsado; pero dichos métodos dan peores resultados debido a la menor energía por pulso). La emisión de dos pulsos de luz separados un intervalo de tiempo pequeño y conocido se realiza utilizando dos láseres pulsados previamente alineados o forzando dos pulsos en un mismo láser pulsado⁵. El plano de luz se consigue mediante una lente cilíndrica. Información más detallada puede encontrarse en los manuales de las diferentes compañías que comercializan sistemas de velocimetría por imágenes como Dantec Measurement Systems ([Dantec 1997]), TSI Incorporated, Optimage Limited, etc.

- o Adquisición. La recogida de las imágenes producidas por la reflexión de los dos pulsos por las partículas en la zona de visualización precisa de una cámara (foto o vídeo) colocada perpendicularmente al plano de iluminación. La sensibilidad de la película fotográfica o del sensor CCD (que determina la resolución espacial y el error en la medida de la velocidad) y la velocidad de obturación (fundamental en correlación cruzada) son las características relevantes.

- o Procesado de la medida. El procesado se realiza mediante una correlación (auto-correlación o correlación cruzada, según las imágenes generadas por diferentes pulsos se recojan en el mismo registro o en registros diferentes). Para ello será necesario dividir el área de medida en varias áreas de interrogación, lo más pequeñas posible, ya que la medida es integrada en dichas áreas de interrogación, por lo que la velocidad en ella ha de suponerse uniforme. El tamaño de dicho área define la resolución espacial e impone un mínimo en la densidad de sembrado. La correlación se realiza más rápidamente mediante dos transformadas de Fourier consecutivas, de las cuales utilizamos el módulo. La transformada de Fourier puede hacerse ópticamente (mediante un haz láser que define el área de interrogación, una lente y una cámara colocada en su distancia focal) o digitalmente (mediante la transformada rápida de Fourier, FFT). La referida resolución espacial y la aparición de vectores erróneos debido a altos gradientes de velocidad o a ruido (reflejos, partículas que se salen del área de interrogación, movimientos fuera de plano) son los problemas fundamentales y serán tratados en la sección 4.3.2.

⁵ Utilizar un único láser para los dos pulsos nos marcaría un tiempo mínimo entre pulsos definido por la frecuencia de repetición del láser, usualmente de 0.1 segundos; o nos daría energías de pulso bajas y disímiles y un tiempo máximo entre pulsos igual al periodo de carga del láser en el caso de que disparásemos dos veces el láser en un mismo ciclo de carga.

4.3 *Montaje experimental*

El montaje experimental que se realizó para las medidas de PIV se puede ver en la figura

4.2. Los equipos utilizados son:

- o Dos láseres pulsados Nd-Yag Continuum Surelite de 200 mJ de energía por pulso a 532 nm (verde) y ancho de pulso de 8 ns con una frecuencia de repetición de 10 Hz. Los láseres están montados en una bancada que contiene la óptica necesaria para alinear los dos haces y el doblador de frecuencia necesario para pasar de la longitud de onda de salida del láser (1064 nm, infrarrojo) a la de trabajo.
- o Un brazo articulado que permite guiar los haces láser hasta el experimento. A su salida se coloca una lente cilíndrica que proporciona un plano de luz con un ángulo de divergencia de 14°. Dicha salida se coloca 1 m por debajo de la zona de ensayo y de forma que el plano de luz contenga al eje del flujo cuasi-axilimétrico generado por el túnel de agua (eje de la tobera de salida).
- o Una cámara Pulnix/Dantec Camera 80c42 DoubleImage 700, con un área activa de 768 x 484 píxeles, colocada perpendicular al plano de iluminación. La distancia al plano es variable y definirá el tamaño del área de medida y la resolución espacial.
- o Un procesador PIV 2000 (versión 1) y un software FlowManager (versión 2) para PC, ambos de la empresa Dantec. El procesador realiza el procesamiento rápido de las medidas obtenidas en la cámara, el post-procesado de los mapas de vectores y el control del sincronismo entre cámara y láser y entre los dos láseres, así como el mantenimiento del sincronismo con el sistema de forzado.
- o Un sistema de forzado consistente en un ordenador que genera la onda monocromática utilizada para el forzado y un pulso TTL de desfase respecto a la onda controlado. La onda sinusoidal va a un equipo de amplificación y de ahí a un altavoz de graves, que se encarga de transmitir la perturbación al flujo. El pulso TTL lleva la información de sincronismo al resto del equipo a través del procesador. Con este sistema se consigue realizar medidas en fase.

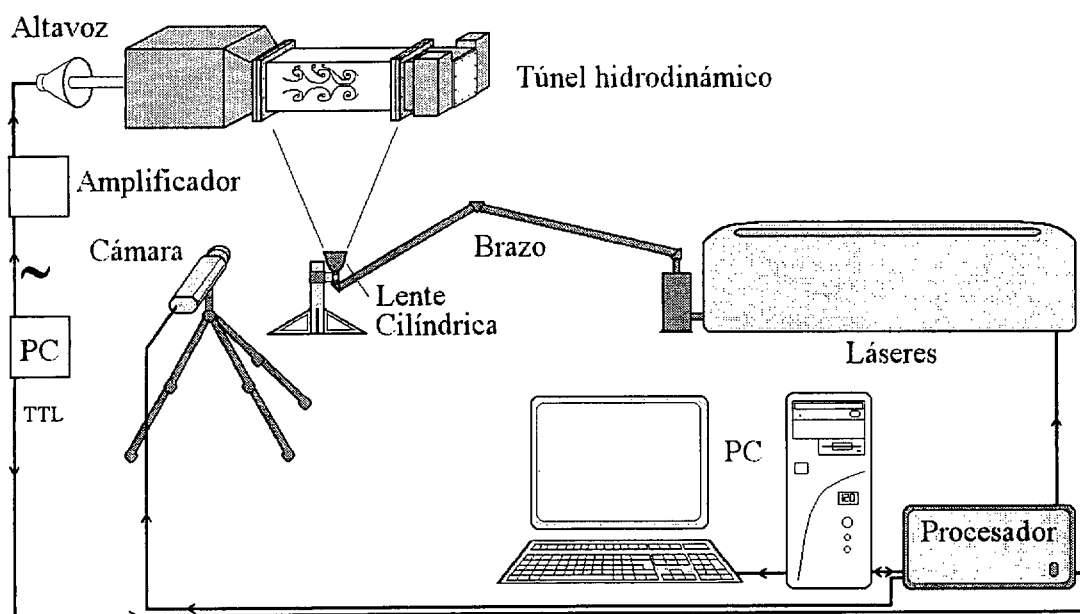


Figura 4.2. Configuración del sistema experimental

4.3.1 Características de la medida

Los diferentes parámetros del procesado se eligieron haciendo un compromiso entre el rango de velocidades a medir y la precisión de la medida: el área de interrogación fue habitualmente de 32×32 píxeles y un 75% de overlapping se utilizó para mejorar la resolución espacial del campo de medida. El número de vectores por medida que se obtienen con esta configuración es de 93 vectores en la coordenada axial por 57 vectores en la coordenada radial, lo que da un campo de 5301 vectores (de dos componentes). El sistema que hemos utilizado tiene una resolución sub-píxel de $1/64$ de píxel (en la medida de velocidad), según afirmación del fabricante ([Dantec 1997]), que no da información sobre los algoritmos utilizados para la localización de pico.

El tamaño de la imagen depende de la naturaleza de la medida. En algunas medidas resulta interesante obtener información en una zona amplia del flujo, aunque esto disminuya la resolución espacial y la resolución en la medida. En otros casos se primó esto último, centrándose en zonas precisas del flujo. El tiempo entre pulsos se eligió como compromiso entre la resolución y la incidencia de vectores erróneos, que aumenta al aumentar la diferencia de velocidades (numérica) en la capa de cortadura. Las áreas de interrogación a correlacionar se separaron habitualmente una distancia en la dirección del flujo igual a la del transporte convectivo (i.e., velocidad intermedia entre los dos chorros).



En la tabla 4.2 se puede ver las resoluciones del sistema para diversas configuraciones utilizadas. La diferencia entre las resoluciones radiales y axiales se deben a que los pixeles en el CCD no son cuadrados.

Tamaño imagen		Tiempo	Tamaño pixel		r_e		r_v	
Z (mm)	R (mm)	t (s)	z (mm)	r (mm)	z (mm)	r (mm)	z (mm/s)	r (mm/s)
44.063	32.287	0.0008	0.057	0.067	0.459	0.534	1.121	1.303
67.7	49.6	0.0008	0.088	0.102	0.705	0.820	1.722	2.001
67.7	49.6	0.0007	"	"	"	"	1.968	2.287
67.7	49.6	0.0005	"	"	"	"	2.755	3.202

Tabla 4.2. Resolución del sistema de medida.

Es importante tener en cuenta que la resolución de velocidades es simplemente la resolución del aparato de medida, y que su precisión puede ser menor, como se podrá ver en la sección 4.4.

4.4 Limitaciones del PIV

Aparte de las limitaciones generales del sistema de medida en cuanto a la resolución del CCD, limitaciones comentadas en el capítulo precedente, existen otros factores que disminuyen la precisión de la medida

Un parámetro importante para nuestro experimento es el comportamiento dinámico del sistema. [Willert y Gharib 1991] estudiaron el funcionamiento del sistema de correlación cruzada ante señales de diferentes frecuencias. Su resultado aparece en la figura 4.3.

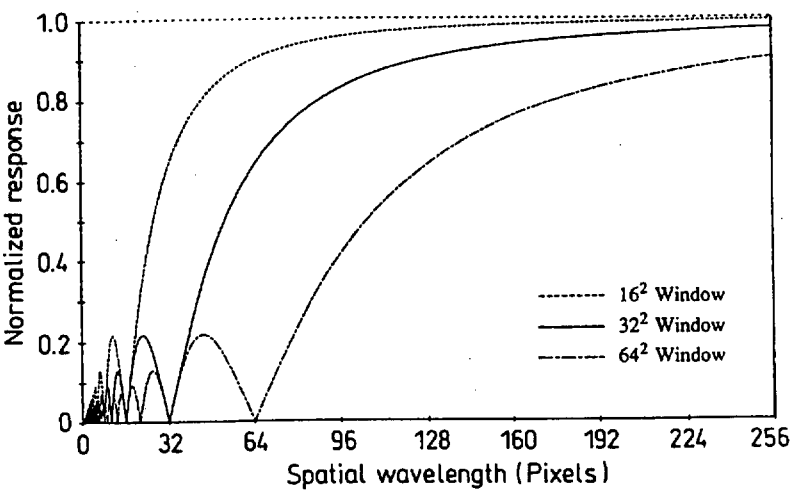


Figura 4.3. Respuesta en frecuencia del método de correlación cruzada para diferentes tamaños del área de interrogación. Tomado de [Willert y Gharib 1991].

Básicamente, existe una frecuencia de corte basada en el hecho de que la medida de PIV supone una cierta integración de la información en el área de interrogación. Por tanto, el sistema de medida es incapaz de trabajar con longitudes de onda menores que el tamaño de la ventana de interrogación, lo que da una frecuencia de corte:

$$f_{max} = \frac{U}{d}$$

Donde d es el tamaño del área de interrogación y U es la velocidad del flujo. En los experimentos realizados, dicha frecuencia de corte varía entre 300 y 3000 Hz, mientras que la frecuencia de forzado habitual es de 10 Hz. Por tanto, esta limitación del PIV solo se tendrá en cuenta en casos puntuales, donde la resolución espacial sea esencial, como por ejemplo en la obtención de picos de vorticidad.

[Huang et al. 1993] realizaron un estudio detallado de las limitaciones del método de correlación cruzada. En el caso ideal, las imágenes de las partículas del sembrado aparecerían en los dos registros que conforman la medida de la forma descrita en la figura 4.4a. Los errores en la medida se deberán a alejamientos de este comportamiento ideal, debidos a deformaciones del patrón de imágenes durante el tiempo que transcurre entre uno y otro registro. [Huang et al. 1993] consideran cinco causas posibles de error, divididas en dos grupos:

I. Deformaciones debidas al sistema.

A. Ruido, presente tanto al adquirir las imágenes como al digitalizarlas.

B. Errores del sistema, fundamentalmente debidos a un mal alineamiento de los registros secuenciales.

II. Deformaciones debidas al flujo

A. Movimiento turbulento del fluido, que provoca desplazamientos aleatorios de las partículas del sembrado. Este efecto no es estudiado por [Huang et al. 1993] debido a su complejidad.

B. Movimientos fuera del área de interrogación, que hacen que un cierto número de partículas aparezca en un registro pero no en el otro. Esto incluye movimientos fuera del plano de iluminación y movimientos en el plano de iluminación, pero que desembocan en la desaparición de la partícula del registro debido al tamaño limitado de éste. Un ejemplo de este segundo caso puede verse en la figura 4.4b.

C. Gradientes de velocidad de una de las componentes medibles del vector velocidad en una de las dimensiones del plano de iluminación. Estos gradientes provocan que las partículas sembradas no guarden la misma posición relativa en los dos registros, produciéndose un descenso de la correlación y un aplanamiento del pico. Este efecto puede observarse, en el caso de existencia de un $\partial u/\partial x$, en la figura 4.4c.

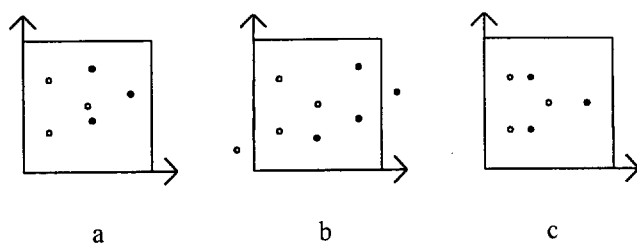


Figura 4.4. Dos registros de PIV superpuestos. a) caso ideal, b) movimientos fuera del área de interrogación, c) gradiente de velocidad $\partial u/\partial x$.

En el presente estudio, donde las medidas se centran en el campo cercano, en el que se desarrollan las “caricaturas laminares” del flujo, es claro que este comportamiento laminar será preponderante, por lo que podremos ignorar el grado de turbulencia del flujo como mecanismo de error en la medida. En cuanto a los errores debidos al sistema, estos son ingobernables, más cuando se trabaja con un sistema comercial, no diseñado por el usuario. Por tanto, los dos únicos efectos que consideraremos serán la pérdida de partículas y la incidencia de los gradientes de velocidad.

Los movimientos fuera del área de interrogación nos obligarían, en principio, a una restricción del tiempo entre pulsos. En estos casos se suele utilizar el criterio de elegir un tiempo entre pulsos tal que el desplazamiento de las partículas a la velocidad máxima del flujo no supere una quinta parte del tamaño del área de interrogación ([Adrian 1991]). Es evidente que este criterio supone una gran limitación de la resolución de velocidades del sistema, que pasa a ser (en nuestro caso) $\Delta u = (5 U_{max})/(64 L)$, donde L es el tamaño en pixeles del área de interrogación. Para aumentar la resolución de velocidades se recurre, en casos como el nuestro en que una de las componentes de la velocidad es claramente dominante, a desplazar el área de interrogación del segundo registro una cierta distancia en la dirección preferente del flujo. En nuestro caso, esa distancia se ha tomado habitualmente igual a la distancia recorrida por una partícula que se moviera a la velocidad convectiva del flujo en el tiempo entre dos pulsos. De esta forma, el tiempo entre pulsos puede aumentarse

y la resolución de velocidades máxima vendrá dada por la ecuación anterior, pero substituyendo la velocidad máxima del flujo por la diferencia de velocidades máxima frente a la convectiva.

El efecto de los gradientes de velocidad es más complejo y más difícil de controlar. Al medir en el campo cercano, los gradientes de velocidad son importantes, sobre todo $\partial u / \partial y$. El efecto de los gradientes de velocidad, tal como es enunciado por [Huang et al. 1993], produce una disminución de la precisión de la medida al aumentar el diámetro del pico de la correlación. Sin embargo, para un alto gradiente de velocidad (como en un frente de llama o en la zona de salida de un chorro), el mapa de correlación presentará dos picos claramente separados, que marcarán la velocidad a uno y otro lado del frente. En este caso, la elección entre los picos depende de otros factores y aparece el fenómeno de *bias*. En nuestras medidas, esto se concreta en un aumento de u' y v' en esa zona, aumento que enmascara el efecto real de la capa de cortadura.

4.5 PIV de alta resolución (Local Field Correction PIV).

Las limitaciones del PIV tradicional, revisadas en la anterior sección, impiden la medida exacta en zonas donde los gradientes de velocidad sean muy grandes y promedian la información en la ventana de interrogación, impidiendo el estudio de las estructuras cuya longitud de onda sea menor que el tamaño de dicha ventana. Para mejorar los resultados en estos dos aspectos, se ha utilizado esporádicamente a lo largo de la tesis un nuevo método de PIV, desarrollado por investigadores de esta universidad, que parece resolver adecuadamente estos problemas. El método se denomina PIV con corrección del campo local (*Local Field Correction PIV*, abreviado LFC PIV) y ha sido publicado en [Nogueira, Lecuona y Rodríguez 1999].

El LFC PIV realiza una correlación cruzada (similar a la de los diversos métodos de DPIV) y utiliza la información del campo de velocidades para deformar el patrón de partículas de uno de los dos registros de medida. La imagen resultante se correlaciona con el registro no deformado, obteniéndose una corrección al primer mapa de vectores. Con esta información se vuelve a proceder a la deformación del registro previamente deformado y la iteración continúa. El método así descrito tiene una inestabilidad intrínseca, pero se ha puesto especial atención en los mecanismos de cálculo para eludirla.

El LFC da excelentes resultados, sobre todo teniendo en cuenta la resolución limitada de los CCD's de vídeo actuales. La contrapartida es que el tiempo de posprocesado aumenta (una iteración en el proceso de una imagen puede durar unas 12 horas en un PC de última generación, necesitándose más de 4 iteraciones para obtener una convergencia aceptable).

Sin embargo, la parte fundamental de las medidas presentadas en esta tesis se han obtenido aplicando a las imágenes adquiridas una simple correlación cruzada. El sistema aquí comentado ha servido para validar los resultados y para obtener información que creemos más exacta. De cualquier modo, dada la escasa bibliografía de medidas de vorticidad mediante PIV, se ha preferido utilizar el método más sencillo (y al mismo tiempo el más generalmente utilizado) frente a la posibilidad de mostrar datos de un sistema en las fases últimas de su desarrollo. De cualquier manera, los resultados coinciden de forma fundamental, obteniéndose mayor resolución con el LFC.

4.6 Características estadísticas y convergencia de la medida de PIV.

Como parte de los trabajos realizados durante la gestación de la presente tesis y dentro del consorcio EUROPIV⁶, se realizó un estudio de las características estadísticas de la medida de PIV mediante correlación cruzada ([Lecuona, Ruiz-Rivas, Rodríguez y Nogueira 1999]). Las características de mayor interés eran la estabilidad (repetitividad) de la medida y la convergencia hacia la media teórica al aumentar el número de muestras. Las medidas se realizaron sobre el experimento de ensayo del consorcio EUROPIV. Este experimento genera un chorro de aire sembrado con gotas de aceite que descarga en la atmósfera del laboratorio.

Mediante la realización de un número accesible de medidas se obtuvo una muestra estadística cuyos parámetros relevantes daban información de la estabilidad conjunta del sistema de medida por PIV y del flujo a estudiar. El flujo elegido tenía dos zonas de estudio claramente diferenciadas: una zona altamente estacionaria (donde se podía estudiar, sin efectos que la enmascararan, la estabilidad del sistema de medida) y una zona en la que aparecían movimientos coherentes y turbulencia.

Los resultados mostraban una gran fiabilidad del sistema de medida, con desviaciones estándares de las muestras del orden de la resolución del sistema. Se supone que estas desviaciones se producen durante el cálculo sub-píxel y son debidas a pequeñas variaciones

de los niveles discretos en los píxeles utilizados para el cálculo de la posición con resolución sub-píxel. Según nos alejamos de la zona estacionaria y nos introducimos en la zona donde se desarrolla la capa de mezcla, la desviación estándar aumenta rápidamente. Esto se debe, por un lado, a la dispersión de valores a causa del paso de estructuras coherentes y del apreciable índice de turbulencia, y por otro a la mayor incidencia de vectores erróneos por los problemas descritos en la sección 4.4.

En cuanto a la convergencia a la media, se comprobó que seguía las previsiones gaussianas (teorema central del límite), independientemente del hecho de que la dispersión de los resultados se debiera a pequeñas desviaciones en el cálculo sub-píxel o a movimientos coherentes o turbulentos del flujo. Esto nos permite definir el número de medidas necesario para conseguir un cierto intervalo de confianza en la media. Los resultados presentaban una desviación menor de 0.1% en la región estacionaria a partir de 25-30 medidas y una desviación menor del 1% en la región no estacionaria a partir de 200 medidas. El comportamiento convergente de la medida puede verse en la figura 4.5, donde se comparan tres medidas experimentales con el comportamiento gaussiano para un intervalo de confianza del 95%.

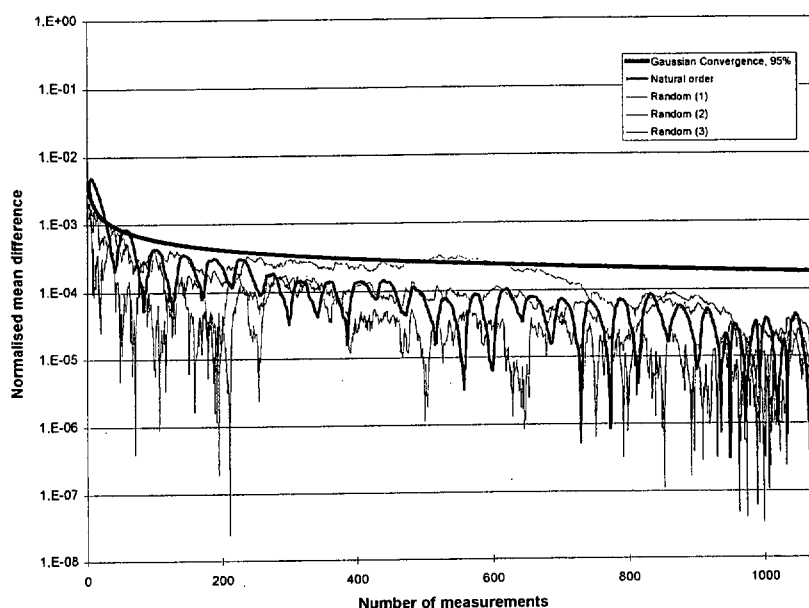


Figura 4.5. Convergencia a la media de la medida de PIV. Tomado de [Lecuona, Ruiz-Rivas, Rodríguez y Nogueira 1999].

⁶ *EUROPIV: A cooperative action to extend PIV to problems of industrial interest.* Consorcio de investigadores europeos que trabajó, bajo contrato con la Unión Europea, entre 1996 y 1999.

En el mismo trabajo se realizó un estudio comparativo entre las magnitudes estadísticas (U , V , u' , v') obtenidas mediante PIV y mediante LDV⁷. Los resultados mostraban una notable similitud, teniendo en cuenta que el número de medidas de PIV era muy pequeño (40) comparado con el de LDV y las medidas requerían un intervalo de tiempo mucho mayor.

Este trabajo sirvió para adquirir confianza en el PIV, ya que los resultados se contrastaron con los de otros investigadores de reconocido prestigio en PIV y con medidas de LDV.

4.7 Algoritmos de derivación

El objetivo final del sistema de medida es la obtención de mapas con la distribución de la vorticidad en un instante sobre un plano que corte al flujo. Para obtener la vorticidad (o la deformación) de los datos de velocidad que genera el PIV, es preciso utilizar algoritmos de derivación espacial. Por ejemplo, para el cálculo de la vorticidad en sentido perpendicular a un plano dado, XY , sobre el que se han medido las componentes del vector velocidad v_x y v_y , es necesario calcular:

$$\omega_z = \frac{\partial v_x}{\partial y} - \frac{\partial v_y}{\partial x}$$

Lo que supone realizar dos derivaciones espaciales. En adelante se estudiarán los algoritmos para calcular una de ellas, y la otra supondrá simplemente un giro de 90° de los filtros utilizados.

El filtro más sencillo para realizar una derivada espacial sobre un conjunto de medidas discretas y equiespaciadas es:

$$\frac{\partial v_y}{\partial x} = \frac{1}{2} \frac{(v_y(i+1, j) - v_y(i-1, j))}{\Delta x}$$

o, puesto en notación matricial:

$$1/2 \begin{bmatrix} -1 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Este filtro, sin embargo, induce errores tanto en las bajas frecuencias como en las altas ([Lecuona, Nogueira y Rodríguez 1998]), por lo que no es muy utilizado. En los últimos años se ha utilizado frecuentemente el filtro de circulación ([Abrahamson y Lonnes 1995]),

⁷ Las medidas de LDV del flujo estudiado fueron obtenidas en Francia por investigadores de ONERA,

así llamado porque sus coeficientes surgen del cálculo de la circulación alrededor de la celda de medida⁸. Este filtro sigue la ecuación:

$$\frac{\partial v_y}{\partial x} = \frac{1}{12} \frac{\left(v_y(i+1, j+1) + 4v_y(i+1, j) + v_y(i+1, j-1) \right) - \left(v_y(i-1, j+1) + 4v_y(i-1, j) + v_y(i-1, j-1) \right)}{\Delta x}$$

que, en forma matricial queda:

$$\frac{1}{12} \begin{bmatrix} -1 & 0 & 1 \\ -4 & 0 & 4 \\ -1 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

El filtro de circulación resuelve mejor la información de baja frecuencia que el primer filtro, aunque es peor a alta frecuencia. Sin embargo, en medidas con ruido apreciable, el filtro de circulación da mucho mejor resultado, al promediar más.

Un estudio intensivo de diversos filtros, puede encontrarse en [Lecuona, Nogueira y Rodríguez 1998] y [Nogueira, Lecuona y Rodríguez 1997]. Lecuona y sus colaboradores comparan la respuesta en frecuencia de los diferentes filtros utilizados generalmente y diseñan varios cuya utilización produce mejoras en uno u otro rango.

Manteniendo el modo de actuación que se comentó en relación con la utilización del LFC PIV, se ha utilizado el filtro de circulación para la obtención de las diferentes magnitudes derivadas que se presentan en esta tesis. El motivo es que, aunque probablemente no sea el mejor, si es el más aceptado actualmente por la comunidad científica. Eventualmente, se ha utilizado alguno de los filtros descritos por [Lecuona, Nogueira y Rodríguez 1998] para comparar los resultados.

4.8 Sembrado

La elección del sembrado es de especial importancia en una técnica como el PIV, que realiza la medida sobre partículas que se suponen solidarias al movimiento del fluido. En los prolegómenos de esta tesis se realizó un estudio comparativo entre los diferentes tipos de sembrado que eran utilizados comúnmente por los usuarios de PIV e investigadores en la técnica. Se pueden definir tres grandes grupos de sembrados posibles:

participantes en el consorcio EUROPIV.

⁸ Los coeficientes 1/6 [1, 4, 1] surgen al calcular la circulación, convirtiendo la función discreta en cada tres puntos en una parábola que pase por ellos.

- Partículas específicamente diseñadas (Bangs⁹, Optimage¹⁰, Potters¹¹, etc.).
- Polvo de compuestos plásticos.
- Cuerpos biológicos (polen de conífera, lycopodio, etc.).

Las partículas diseñadas al efecto son evidentemente las que proporcionan mejores resultados. Son esferas monodispersas de algún polímero de densidad muy cercana al fluido de trabajo (en agua puede ser polietileno o poliestireno) o de cristal, con una cámara de aire interior que disminuye la densidad aparente hasta igualarla con la del fluido. Las partículas suelen tener un recubrimiento metálico para maximizar su índice de refracción y aprovechar al máximo la iluminación. Sin embargo, en casos en los que ni la iluminación ni el tamaño de partícula sean un serio problema, estas partículas no son competitivas debido a su alto precio.

El polvo de determinados compuestos plásticos de densidad similar a la del fluido resulta mucho más económico, pero sus formas no son esféricas y sus tamaños no son regulares. Merecen especial mención los aditivos para pinturas, por su elevado índice de refracción. Sólo se utilizan en caso de no existir alternativa adecuada.

Los cuerpos biológicos resultan razonablemente monodispersos y sus formas pueden ser cercanas a la esférica. Sus problemas son el rango de tamaños y la inestabilidad química y biológica. Raramente existen cuerpos naturales de tamaño menor que 1 μm , por lo que, según el fluido de trabajo, estos cuerpos no son utilizables. Por otro lado, su actividad biológica los lleva a descomponerse en tiempos cortos, resultando inútiles para la medida, así como una fuente de suciedad en el experimento. En agua se suele utilizar polen de conífera ([Gray 1989]) o esporas de lycopodio. La ventaja del lycopodio es que no es biológicamente activo, por lo que su corrupción no es excesivamente rápida.

Varias de las partículas mencionadas se probaron experimentalmente ([Sánchez 1998]). Los resultados obtenidos se compararon, prestando especial atención a las características dinámicas de las partículas en agua (donde influyen parámetros como la densidad relativa y el tamaño y la forma de la partícula), a la homogeneidad en su tamaño y forma, a su estabilidad (posible descomposición, apelmazamiento, etc.), disponibilidad y precio, etc.

⁹ Bangs Laboratories Inc., www.bangslabs.com

¹⁰ Optimage Ltd., optimage@igrant.demon.co.uk

¹¹ Potters Industries, www.pottersbeads.com

4.8.1 Comportamiento dinámico. El número de Stokes

El problema del seguimiento de un flujo por partículas de fase diferente inmersas en él ha sido largamente estudiado en el pasado, cabe citar a [Snyder y Lumley 1971, Hardalupas et al. 1989, Tio et al. 1994], etc. El problema es evidentemente complejo, y existen simplificaciones más concretamente dirigidas a la técnica de medida, como el trabajo de [Mei 1996].

El comportamiento dinámico de una partícula que se mueve en un flujo determinado se puede caracterizar mediante el número de Stokes.

$$S = \frac{\tau_p}{T_f} \quad (4.1)^{12}$$

Donde τ_p es el tiempo de relajación o característico de la partícula y T_f es el tiempo característico del flujo en el que la partícula se encuentra inmersa.

En nuestro caso, y como ya se ha visto en capítulos precedentes, el tiempo característico del flujo viene definido por la frecuencia de forzado axial (pues es de menor orden que el tiempo característico de los efectos viscosos, que suele utilizarse en estos casos). Por otra parte, el tiempo de relajación de la partícula dependerá de las condiciones del flujo. Aplicando la ley de Newton a una partícula, tendremos:

$$m_p \frac{dV_p}{dt} = \sum_i F_i$$

Las fuerzas que afectan al movimiento de la partícula en el flujo comprenden la resistencia viscosa al movimiento (esfuerzo de Stokes), la fuerza inducida por los gradientes de presión que aparezcan en los alrededores de la partícula, la fuerza necesaria para acelerar la masa aparente de la partícula relativa al fluido utilizado y el llamado término de Basset que tiene en cuenta las desviaciones respecto al funcionamiento estacionario. De este modo, la ecuación anterior queda, para una partícula esférica, de la forma:

$$\frac{\pi}{6} D_p^3 \rho_p \frac{dV_p}{dt} = \frac{\pi}{12} D_p^3 \rho_f \frac{d(V_f - V_p)}{dt} + \frac{\pi}{12} D_p^3 \frac{dP}{dD_p} \pm C_D \frac{\pi}{8} D_p^2 \rho_f (V_f - V_p)^2 + F_{Basset}$$

Donde ρ_p , V_p y D_p , son, respectivamente, la masa, velocidad y diámetro de la partícula, ρ_f y V_f son la densidad y la velocidad del fluido, P es la presión del fluido, C_D es el coeficiente resistente debido a efectos viscosos y F_{Basset} es el término que tiene en cuenta los efectos no estacionarios.

Sobre esta ecuación se suelen hacer varias simplificaciones, aunque tratamientos más generales del problema pueden verse en la literatura ([Tio et al. 1994]). Comúnmente se suele simplificar el estudio refiriéndolo al de un proceso de aceleración de una partícula esférica, inicialmente en reposo, dejada libre en un flujo homogéneo y estacionario. En este caso, el término de Basset y el del gradiente de presiones desaparecen, así como el término que tiene en cuenta la variación temporal de la velocidad del fluido. Puede suponerse, además, que el régimen alrededor de la partícula sigue la ley de Stokes, $C_D = 24/Re_D$, siendo Re_D el número de Reynolds basado en el diámetro de la partícula y en la velocidad de deslizamiento:

$$Re_D = \frac{D_p |V_f - V_p|}{\nu_f}$$

Con estas hipótesis, la ecuación que define el comportamiento dinámico de la partícula se simplifica, llegándose a:

$$\frac{dV_p}{dt} = (V_f - V_p) \left(\frac{D_p^2 (1 + 2(\rho_p / \rho_f))}{36\nu_f} \right)^{-1}$$

En esta ecuación, el término entre paréntesis designa el tiempo necesario para que la velocidad relativa entre la partícula y el fluido se reduzca (1/e) veces y es el que se toma como característico del proceso.

$$\tau_p = \frac{D_p^2 (1 + 2(\rho_p / \rho_f))}{36\nu_f} \quad (4.2)$$

con lo que el número de Stokes queda:

¹² Algunos autores definen el número de Stokes como la relación inversa: $St = \frac{T_f}{\tau_p}$

$$S = \frac{D_p^2 (1 + 2(\rho_p / \rho_f)) f_{\text{perturbacion}}}{36\nu_f} \quad (4.3)$$

El comportamiento de la partícula en el flujo viene determinado, como hemos dicho, por el valor del número de Stokes. Si $S \gg 1$, el movimiento de la partícula sería mínimamente solidario al flujo (se daría un máximo deslizamiento entre partícula y fluido); si $S \ll 1$, el movimiento de las partículas es solidario al del flujo, ya que su tiempo de reacción es muy inferior al tiempo de fluctuación del flujo; por último, puede ocurrir que $S \sim 1$, en cuyo caso las partículas pueden responder o no a las variaciones del flujo. En nuestro caso y para partículas de densidad cercana a la del agua, se precisarían tamaños de partícula $D_p < 70 \mu\text{m}$.

Todas las partículas ensayadas tienen diámetros que cumplen esta desigualdad. Para el resto de los factores similares, un menor diámetro asegura un mejor comportamiento dinámico (la variación de velocidades va con la inversa del diámetro al cuadrado), aunque también se debe tener en cuenta la forma de las partículas, ya que en este desarrollo se ha supuesto forma esférica ideal.

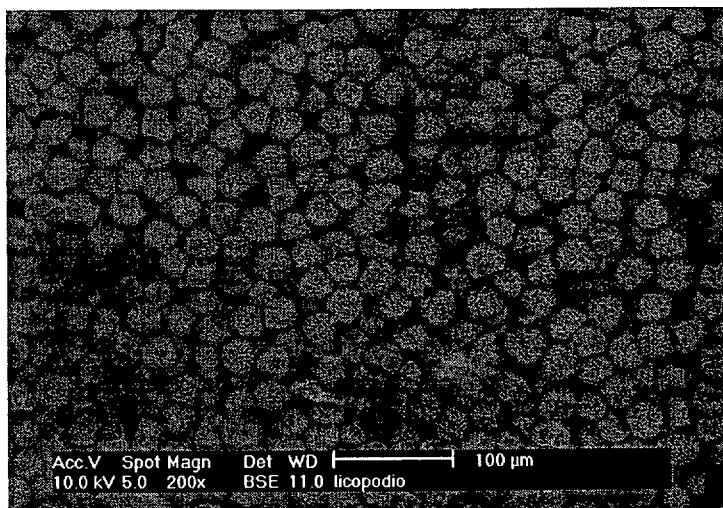
4.8.2 Elección del sembrado

Aplicando estas consideraciones, se decidió la utilización de esporas de licopodio (normalmente referidas directamente como licopodio) como sembrado. El licopodio es una espora de color amarillo, conocida como azufre natural, y se emplea esporádicamente en medicina y pirotecnia.

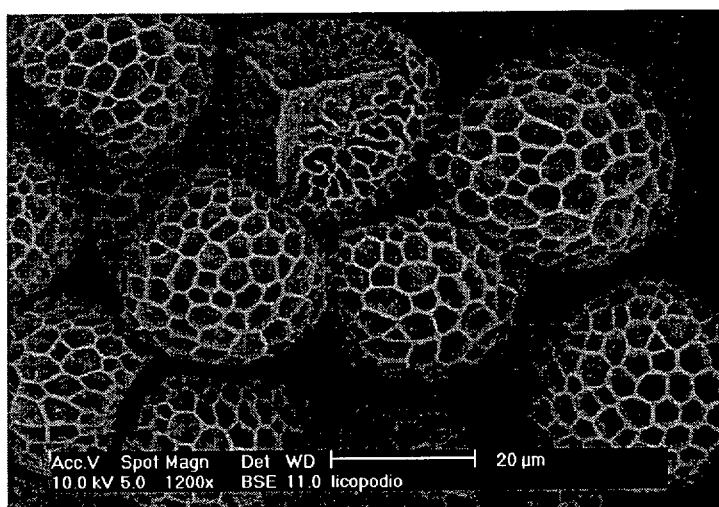
Debido a su uso no científico, los datos sobre sus características son casi nulos y han sido calculados de forma sencilla. El tamaño medio de las esporas es de unos $30 \mu\text{m}$ y su forma es parcialmente esférica. Su estructura y la homogeneidad de tamaños y formas pueden verse en las imágenes obtenidas con microscopio electrónico que aparecen en la figura 4.6. El aspecto de la superficie exterior, esponjoso o liso, varía según la procedencia del material.

La densidad aparente del licopodio es aproximadamente de 0.33 g/cm^3 . Sin embargo, la densidad real del licopodio en agua es cercana a la del agua. Debido a la posible existencia de cámaras interiores, inicialmente flota, pero pasados unos minutos pasa a encontrarse en suspensión, en la que se mantiene por largos espacios de tiempo, salvo pequeñas cantidades que depositan o flotan.





a) 200 aumentos



b) 1200 aumentos

Figura 4.6. Esporas de licopodio, vistas mediante microscopio electrónico.

Con estos datos se puede entrar en la ecuación 4.2 para obtener el tiempo característico de adecuación al flujo del tipo de partícula elegido, que resulta de $88 \mu\text{s}$. El número de Stokes para el caso habitual (flujo pulsado a 10 Hz) resulta 0.00088, con lo que se puede asumir que el movimiento de las partículas es solidario al del fluido.

Siendo el flujo que vamos a estudiar un flujo pulsado por un forzado sinusoidal, se podría pensar que el tiempo de adecuación mencionado produciría un pequeño desfase del movimiento de la partícula frente al fluido. Dicho desfase carecería de importancia, ya que sería general, pero provocaría una disminución de la amplitud del movimiento pulsado que sí podría considerarse importante. Un cálculo sencillo del proceso resulta en que, en el caso

estudiado, el error en la medida de la amplitud de pulsado será menor del 0.02 %, con lo que estos errores debidos al sembrado con licopodio pueden ser despreciados.

El licopodio puede mantenerse en suspensión en agua por espacio de horas y es estable química y biológicamente por espacio de semanas y hasta meses. Es fácilmente eliminable y recuperable (basta con dejarlo secar para que recupere su condición inicial). Su principal problema consiste en que se apelmaza con facilidad al ponerse en contacto con una superficie. En estos casos el licopodio tiende a descomponerse. En la figura 4.7 se observa licopodio recogido de una de las paredes del deposito quince días después de sembrar.

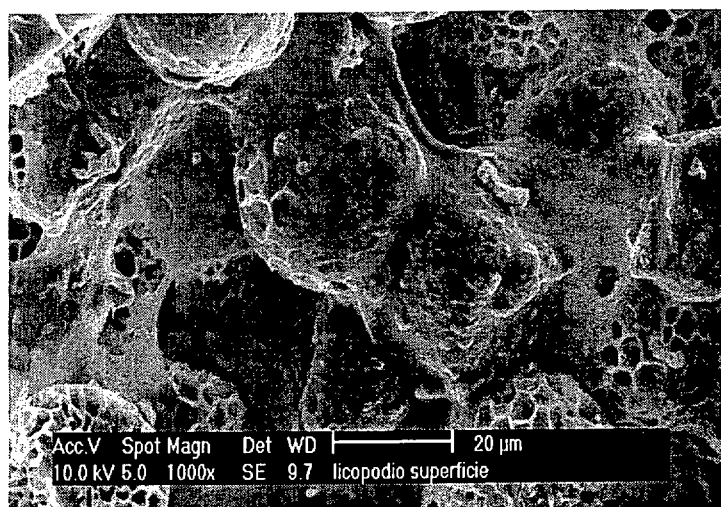


Figura 4.7. Esporas de licopodio en descomposición, vistas con microscopio electrónico

Sin embargo, manteniendo un procedimiento continuo de limpieza de la superficie se pueden eliminar las partículas en descomposición y conseguir un sembrado adecuado en la zona de ensayo.

Asimismo se estudio la cantidad de sembrado necesaria para la obtención de una medida correcta. La densidad de sembrado (gramos de licopodio por litro de agua) se puede relacionar directamente con el número de partículas medio que aparece en un área de interrogación, teniendo en cuenta que dicho área de interrogación es en realidad un volumen cuya profundidad es el espesor del plano de luz láser. Eligiendo un número de partículas por área de interrogación razonable¹³, esto nos daría una densidad teórica de sembrado.

Sin embargo, la densidad de sembrado necesaria es mayor, ya que no todo el sembrado queda asociado al flujo. Como hemos visto, parte queda depositado en las superficies del

¹³ Entre 5 y 10, según [Adrian 1991].

depósito o en la superficie libre. La figura 4.8 muestra datos obtenidos experimentalmente por [Sánchez 1998]. Aunque no es una gráfica muy exacta (el número de medidas e iteraciones es pequeño) resulta útil para decidir la cantidad de sembrado necesaria, dependiendo del tamaño del área de interrogación. La línea discontinua muestra el comportamiento ideal, donde no se dan pérdidas de partículas.

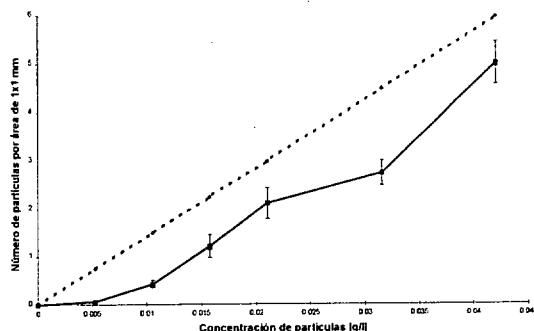


Figura 4.8. Número de partículas en la imagen en función de la concentración de sembrado. Tomado de [Sánchez 1998].

El sembrado en el flujo secundario es similar al del flujo primario, aunque debe tenerse en cuenta la existencia de recirculación y de depósitos de licopodio en las superficies interiores del túnel.

Un registro de PIV de los realizados en esta tesis, obtenido utilizando licopodio como sembrado, puede verse en la figura 4.9, junto con el mapa de vectores al que da lugar (junto al segundo registro).

4.9 Medidas de visualización mediante PLIF.

Paralelamente al estudio del campo de velocidades, se ha realizado un estudio morfológico de los diferentes flujos mediante fluorescencia plana inducida por láser (PLIF). La fluorescencia es un fenómeno físico ampliamente utilizado en diferentes áreas de conocimiento ([Lakowicz 1983]).

La visualización se realizó sembrando el flujo interior con el compuesto fluorescente. De este modo, las imágenes obtenidas muestran la geometría del chorro interior más la capa de mezcla, mientras que las visualizaciones del capítulo 3 permitían observar únicamente esta última. No se intentó realizar medida de concentración a partir de las imágenes, aspecto que se deja para los desarrollos futuros del presente trabajo.

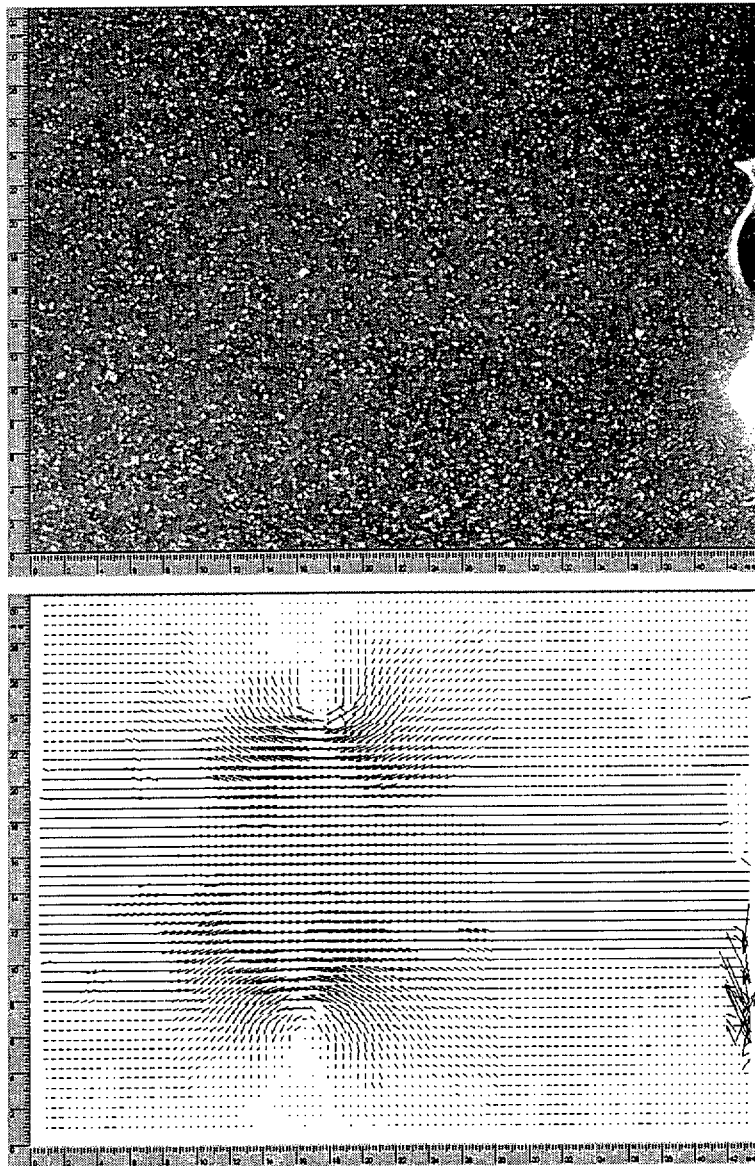


Figura 4.9. Registro de PIV en agua sembrada con lycopodio y mapa de vectores resultante.

La fluoresceína es el compuesto fluorescente utilizado habitualmente en flujos de agua, por ejemplo en las imágenes clásicas de [Dimotakis et al. 1983]. Sin embargo, el pico en el espectro de absorción de la fluoresceína está en la zona del azul, por lo que no es utilizable en nuestro caso, donde el láser produce un haz a 532 nm (verde). Entre los compuestos que absorbían apreciablemente dicha longitud de onda, se eligió la Rodamina 6G por su buen comportamiento en agua.

Las características dinámicas de un fluorescente vienen determinadas por el número de Schmidt, que relaciona la viscosidad cinemática con la difusividad molecular de la especie en el medio. No ha sido posible localizar dichos valores para la Rodamina 6G, pero sus

valores se suponen similares a los de la fluoresceína ($Sc \approx 2000$), y en cualquier caso aceptables, dado su uso esporádico en experimentos en agua. [Arcoumanis et al. 1990] comparan las características de la Fluoresceína con las de la Rodamina B y la Rodamina 6G, llegando a la conclusión de que las dos últimas son más recomendables debido a su mayor estabilidad. Entre los dos tipos de Rodamina citados, se ha elegido la Rodamina 6G porque tiene su máximo de absorción en 530 nm. El espectro de absorción y emisión de la Rodamina 6G disuelta en etanol puede verse en la figura 4.10. Las propiedades en solución acuosa son muy cercanas.

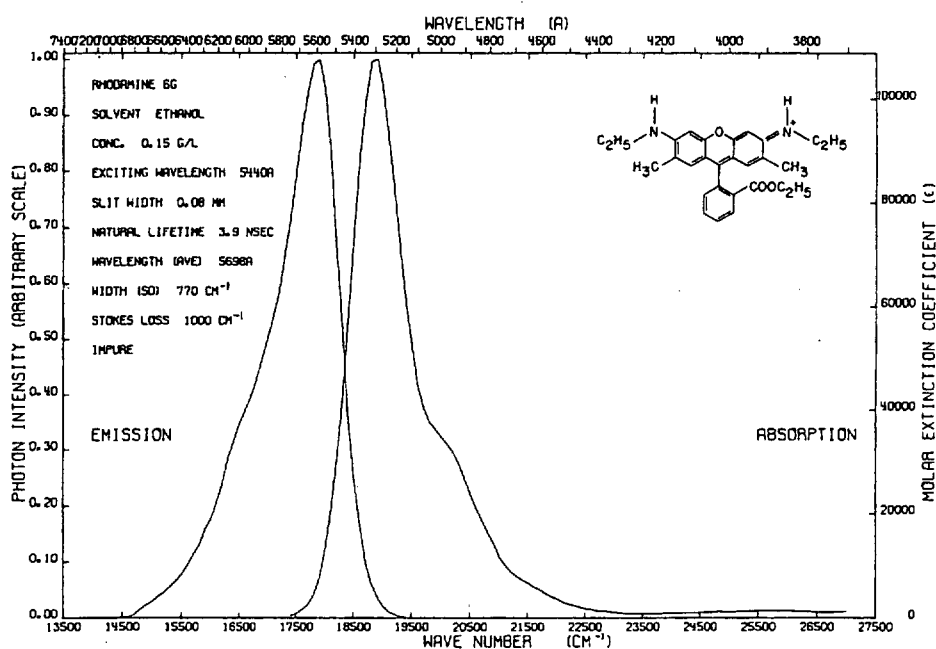


Figura 4.10. Espectros de emisión y absorción de la Rodamina 6G en etanol.

5. Instalación experimental.

5.1 Introducción.

Tomando como base el diseño del túnel de viento utilizado en las medidas que conforman el capítulo 3, se ha realizado un túnel hidrodinámico de disposición horizontal. El túnel genera un flujo confinado formado por dos corrientes coaxiales. El sistema resulta operativo para un mayor rango de números de Reynolds y es más compacto que el túnel aerodinámico detallado en el capítulo 3. Además, resulta mucho más adecuado para la medida de PIV.

En la presente sección se describen las componentes y el funcionamiento del túnel y el sistema de forzado del flujo. Se presentan asimismo resultados experimentales sobre las condiciones del flujo natural y resultados obtenidos mediante simulación numérica, los cuales permiten evaluar las características y limitaciones del sistema experimental. Por último, se ofrecen datos experimentales básicos sobre el flujo forzado axialmente.

5.2 El túnel hidrodinámico.

Las ventajas fundamentales que se obtienen al pasar de un túnel de aire a uno de agua consisten, por un lado, en la mayor facilidad de sembrado y por otro en la necesidad de velocidades un orden de magnitud menor para obtener un flujo con idéntico número de Reynolds. Esta menor velocidad afecta directamente al tamaño de la zona de ensayo y a la velocidad de obturación de la cámara, que para medidas en agua serán factores menos críticos. Estos aspectos, que permiten un mejor funcionamiento del sistema de medida, han sido ya comentados en el capítulo 4.

En contrapartida, existen diversos problemas en el diseño y construcción de túneles de agua que no aparecen en túneles de viento, como puede ser el peso del sistema y las sobrepresiones interiores que pueden aparecer, la necesidad de un diseño estanco y la canalización del flujo de salida. Estos problemas obligan a un diseño más complejo.

5.2.1 Características de diseño

El esquema de la figura 5.1 muestra un corte longitudinal del túnel hidrodinámico

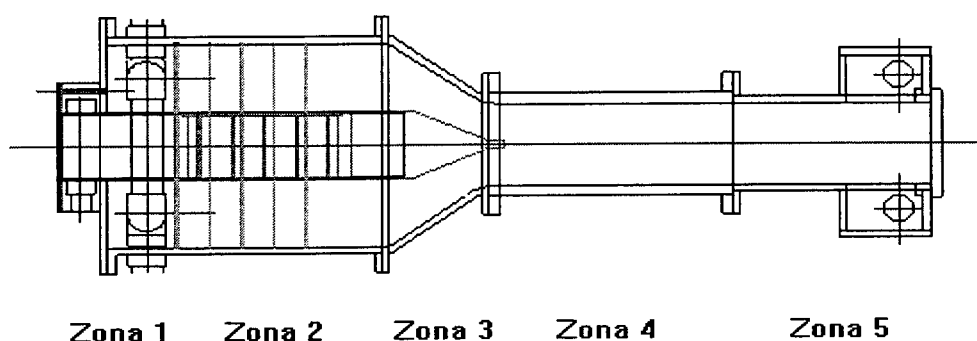


Figura 5.1. Esquema del túnel hidrodinámico

El túnel genera un flujo confinado formado por dos corrientes coaxiales en equicorriente, que forman la capa de cortadura. El túnel se divide en tres partes: una primera donde se realiza el acondicionamiento del flujo y en la que las dos corrientes circulan independientemente, una segunda en la que las corrientes se ponen en contacto y se desarrolla la capa de cortadura, y una última donde se procede al desagüe del túnel.

La parte de acondicionamiento de los flujos está formada por las Zonas 1, 2 y 3, según aparecen en la figura 5.1. Se pretende conseguir un perfil de velocidades estable a la salida de la Zona 3. Las 3 capas límite que aparecen deben tener un grosor despreciable en este punto y el nivel de turbulencia de las dos corrientes ha de ser bajo. La primera condición permite esperar que las estructuras de vorticidad que surjan de la capa de cortadura sean más intensas. La segunda condición es necesaria para que la capa de cortadura que se desarrolle a partir de los perfiles citados no esté perturbada por efectos extraños al forzado.

La Zona 1 es la de entrada de agua, tanto en el flujo primario (interior) como secundario (exterior). Las entradas van a dos distribuidores que procuran mantener un flujo uniforme a lo largo de la sección del túnel y cuyos orificios de salida están calculados para no producir

compresión (aceleración) en el flujo. La Zona 2 está cubierta por diversas rejillas que actúan de enderezadores y homogeneizadores, a cambio de producir cierta pérdida de carga¹. En último lugar va colocada una malla², para reducir el nivel de turbulencia. La malla está colocada lo suficientemente lejos de la zona de ensayo como para que la vorticidad de pequeña escala que genera (estelas de la malla) decaiga hasta un nivel inapreciable³. Este montaje es idéntico en los dos flujos, con la diferencia de que el flujo interior circula por un tubo de sección circular, mientras que el exterior circula por un conducto anular de sección interior circular y sección exterior cuadrada. Esta separación de las dos corrientes se mantiene hasta la Zona 4, donde se produce la mezcla.

En la Zona 3 se producen sendas contracciones destinadas a disminuir las capas límites y mejorar la regularidad del perfil de velocidades de los flujos. En el flujo primario se ha diseñado una tobera de perfil hidrodinámico adecuado. Este se aproxima ajustando un polinomio de 7º grado que cumpla la condición de primera y segunda derivadas nulas en la entrada y la salida, y que tenga el punto de máxima pendiente (punto de inflexión) en el segundo cuarto, lo que se considera óptimo para evitar desprendimientos en las zonas finales, donde la velocidad es mayor y por tanto, la perturbación resultaría más importante. Información detallada sobre esta cuestión y, en general, sobre todo lo relacionado con túneles (aunque se da mayor relevancia a los túneles de viento) puede encontrarse en [Bradshaw y Pankhurst, 1965]. La relación de áreas (área de entrada entre área de salida) de la tobera así construida se tomó de 40:1. Esta contracción tiene como objetivos fundamentales la disminución del grosor de la capa límite y la minimización de los niveles de turbulencia de pequeña escala (como muestran [Comte-Bellot y Corrsin, 1965]). El diámetro de salida de la tobera, D (que representa la escala fundamental del experimento y con el que se relacionarán a partir de ahora todas las distancias importantes), es de 15 mm. La longitud de la tobera es de $6.7D$. Una foto de la tobera aparece en la figura 5.2. La superficie exterior de la tobera se pintó de negro para minimizar la aparición en las medidas de reflejos de luz láser sobre dicha superficie.

¹ La relación entre el área total y el área de paso en las rejillas es de 0,326.

² La malla es de latón de 0,2 mm de diámetro y su paso es de 0,5 mm.

³ La distancia mínima se establece en 500 veces el diámetro del hilo ([Bradshaw y Pankhurst, 1965]) lo que representa una distancia de 0,1 m en nuestro caso.

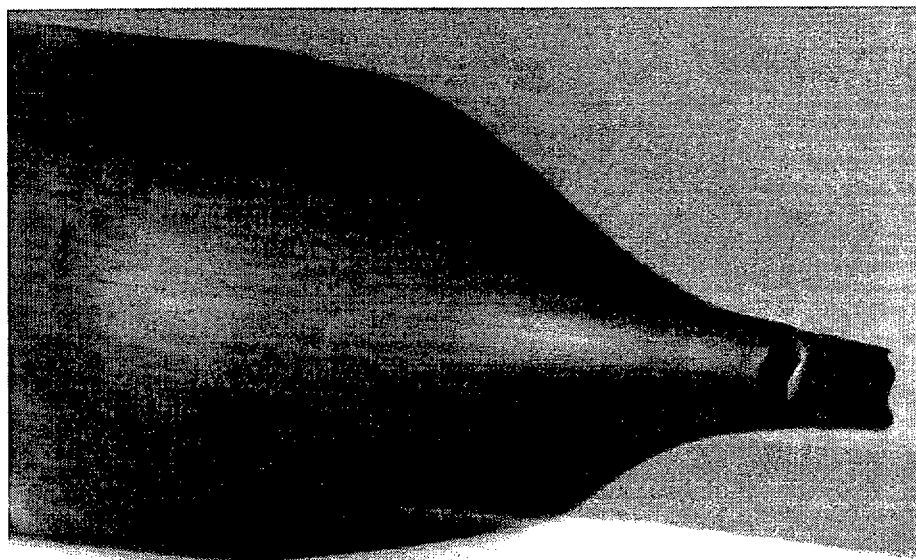


Figura 5.2. Tobera de salida de la corriente interior

Las secciones de paso de la corriente secundaria vienen determinadas por requisitos experimentales. El área de salida ha de ser lo suficientemente grande para que los efectos de la capa límite debida al confinamiento no interfieran el desarrollo de la capa de cortadura en la zona de ensayo. El área de entrada, por su parte, determina el tamaño y peso de la instalación, por lo que no debe ser muy grande. Por todo ello, se ha escogido una contracción con relación de áreas 6:1. La figura 5.3 muestra los perfiles de las dos contracciones y la variación del área de paso del flujo en su interior. A la salida de la contracción exterior se ha realizado un suavizado que evita el desprendimiento de la capa límite y con ello la aparición de recirculaciones.

La parte donde se realizarán los ensayos viene denotada en la figura 5.1 como Zona 4. En ella se puede observar el flujo debido a que está construida de metacrilato transparente. Las paredes son planas y la sección cuadrada, para permitir la obtención de imágenes no alteradas para la medida cuantitativa. Tiene una longitud de $20D$ y una anchura de $8D$, siendo D el diámetro de salida de la tobera. Sobre dicho volumen se elegirán las distintas secciones de ensayo donde se tomarán las imágenes de visualización y los registros de PIV.

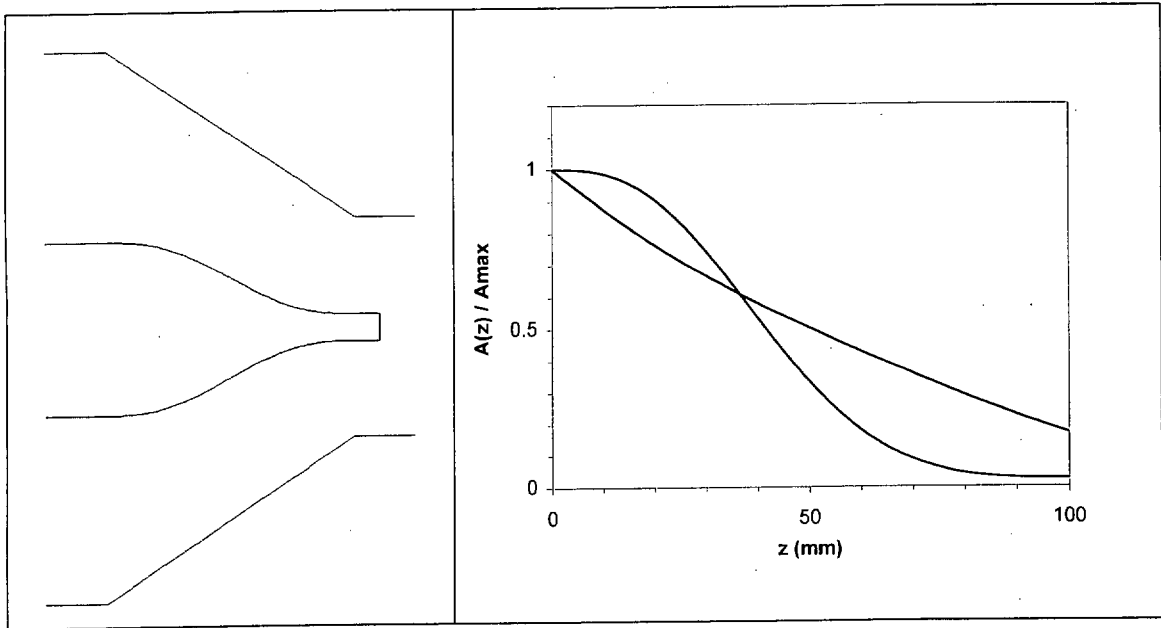


Figura 5.3. Perfiles de las dos contracciones. Variación longitudinal del área de paso de las dos corrientes en las contracciones.

Por último; la Zona 5 es la zona de salida, donde se pretende evacuar el fluido sin provocar perturbaciones que puedan desplazarse aguas arriba. Un esquema del diseño de esta parte aparece en la figura 5.4. Las salidas son laterales y una vez extraído, el fluido es dirigido hacia arriba. Dado que el número de Reynolds de la corriente es alto ($Re_L > 5000$, donde L es la longitud característica de la sección del túnel), los efectos viscosos pueden restringirse a una zona de espesor despreciable sobre la pared final del túnel. En estas condiciones, el flujo de salida permite dos soluciones bidimensionales para las zonas a y b (según notación en la figura 5.4). La solución para la zona a es bidimensional en el plano horizontal (x, y) y la de la zona b lo es en el plano perpendicular a la disposición del túnel (y, z). Las soluciones tienen la forma:

$$\begin{aligned} U_{\xi} &= -C\xi \\ U_{\eta} &= C\eta \end{aligned} \quad (5.1)$$

Donde $\xi = x, y$; $\eta = y, z$.

Para que las dos soluciones se acoplen es necesario eliminar las componentes x y z de la velocidad en el plano de acoplamiento. Esto se consigue mediante la inclusión de una chapa perforada. El diámetro de los taladros, d , se elige de forma que $Re_d \sim 1$ para el rango de velocidades del experimento. De este modo, la componente transversal al taladro es eliminada por viscosidad.

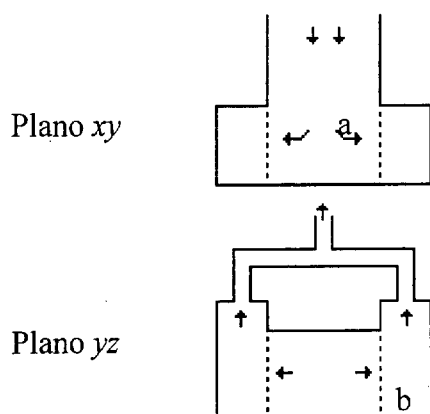


Figura 5.4. Esquema de la zona de desagüe (Planta y alzado).

En la parte posterior de esta zona se dispone una nueva plancha de metacrilato, que nos permite tomar imágenes cenitales del flujo en la zona de ensayos. Debido al carácter bidimensional de la técnica de medida (PIV), estas imágenes no podrán ser utilizadas para obtener medidas de velocidad, sino exclusivamente para visualizar el flujo.

El túnel está soportado por una estructura de perfil de aluminio y esta construido, a excepción de las zonas de visualización, en PVC.

5.2.2 Alimentación y control del túnel hidrodinámico

Las alimentaciones del túnel son independientes. El chorro interior se alimenta mediante un depósito elevado y, el chorro exterior mediante una bomba centrífuga que toma el agua de un depósito colocado a la altura del túnel. El túnel desagua en dicho depósito y existe una bomba de menor dimensión que produce una recirculación que permite, en caso de desecharlo, el llenado del depósito elevado a partir del de desagüe. El sembrado se realiza en los depósitos. De este modo, el túnel puede funcionar en circuito cerrado, con los dos chorros sembrados, o solo con el chorro interior sembrado. Un esquema de la citada instalación se puede ver en la figura 5.5.

La instalación experimental descrita nos permite funcionar con un rango de velocidades de la corriente interior entre 0.4 y 10 m/s y entre 0.01 y 1 m/s para la corriente exterior. El número de Reynolds (basado en el diámetro de salida de la tobera y la velocidad media interior) puede variar entre $4 \cdot 10^3$ y $1.75 \cdot 10^5$.

El control de la instalación se lleva a cabo mediante válvulas reguladoras de caudal, situadas a la entrada de los dos flujos. Se ha comprobado que mediante este sencillo dispositivo se

puede controlar de forma precisa la velocidad de salida (entrada en la zona de ensayo) de los dos flujos.

Existe una válvula de emergencia colocada en el enderezador para el caso de que la presión interna supere 1 barg, sobrepresión por encima de la cual se podrían causar daños en la instalación. Dicha sobrepresión no se alcanza en ninguna condición operativa y es simplemente un recurso de seguridad para el caso de que alguna válvula funcione anormalmente.

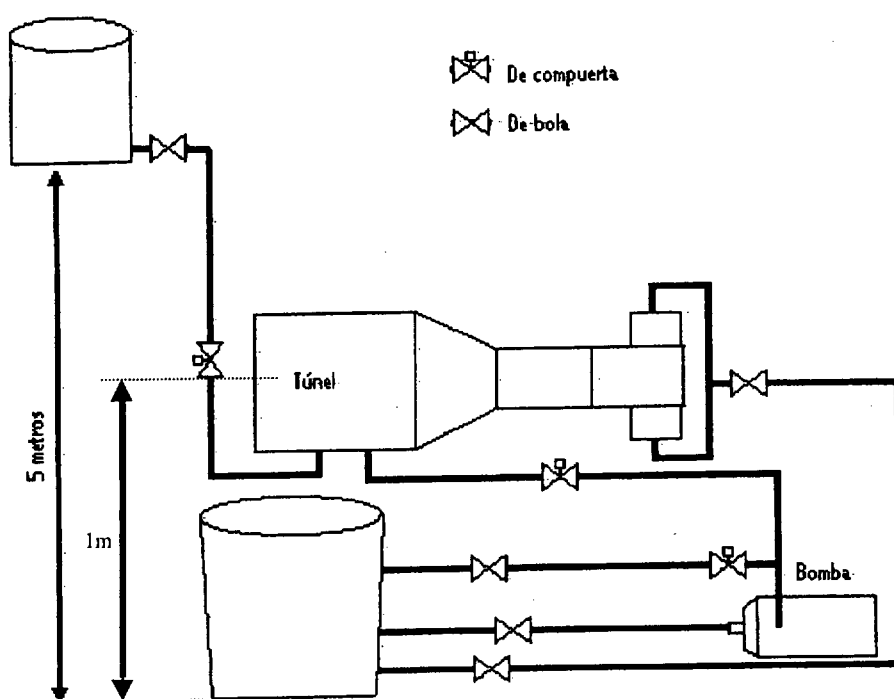


Figura 5.5. Sistema de alimentación del túnel hidrodinámico

La monitorización de los flujos se realiza mediante diversos transductores:

- * medida del caudal en las tuberías de alimentación del túnel, mediante caudalímetros hidráulicos de turbina.
- * medida de presión en diversas zonas del túnel, mediante captadores de presión piezorresistivos
- * control de velocidad de giro de la bomba, mediante un controlador de frecuencia.

5.2.3 Sistema de forzado

El sistema de forzado axial es una de las partes más dificultosas en el paso de flujos de aire a flujos de agua. La potencia necesaria para mover el fluido depende directamente de la densidad del mismo. Los altavoces están diseñados usualmente para trabajar libres de carga. Al existir una fuerza contraria a su movimiento, aparece una corriente de cortocircuito que puede llegar a quemar la bobina.

Para producir el forzado axial se ha colocado una membrana en la pared de entrada del flujo primario. Esa membrana puede ser movida mediante un equipo adecuado (altavoz de graves funcionando en carga, electroimán, etc.), introduciendo la frecuencia deseada en el flujo. La amplitud de forzado axial dependerá tanto de la potencia de alimentación del sistema encargado de mover la membrana como de las condiciones a uno y otro lado de esta (básicamente, la presión en la cámara de remanso). La explicación del método de cálculo de este parámetro fundamental del flujo aparece en una sección posterior.

El forzado azimutal se introduce de forma similar a lo visto en aire. Para imponerlo se utilizan toberas lobuladas. A la tobera básica se le puede adosar una salida lobulada, construida en latón. Dicha salida podrá ser, como se vio en capítulos anteriores, lobulada en la dirección axial (dentada), en la dirección radial o en ambas (corrugada), dando lugar a diferentes configuraciones, como puede verse en la figura 5.6.

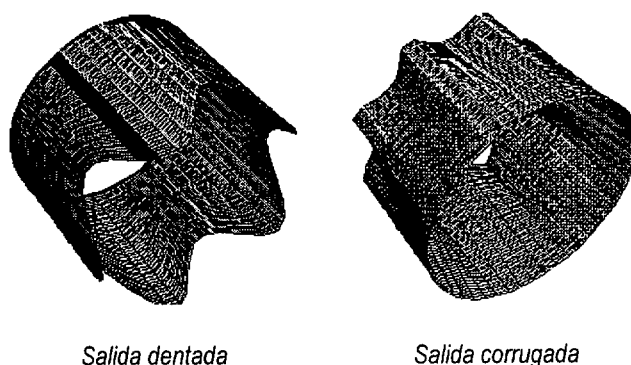


Figura 5.6. Salidas de tobera lobulada

Basándose en los estudios iniciales en aire que se describen en el capítulo 3, se ha llegado a la conclusión de que la salida dentada (perfil desarrollándose exclusivamente en la dirección axial, figura 5.5a) es la que resulta más adecuada. Esta conclusión se basa en observaciones experimentales, de las cuales se desprende que la utilización de salidas dentadas frente a

corrugadas (figura 5.5b) resulta en una disminución de la amplitud de perturbación necesaria para la aparición de los distintos tipos de estructuras de tipo eyección.

5.3 Caracterización de la instalación.

El diseño del túnel ha sido comprobado mediante simulación numérica para observar la posible aparición y efecto de recirculaciones, la influencia de las restricciones de desagüe en la zona de ensayo y las características esenciales del flujo no perturbado. Una vez construida la instalación, se procedió a su vez a la caracterización del flujo en la zona de ensayo. Por último, se acometió la caracterización del flujo forzado, con la derivación de sus magnitudes de control básicas: la frecuencia de forzado y la amplitud de forzado.

El confinamiento del flujo exterior y el diseño de la zona de salida son dos elementos fundamentales. Su influencia en las condiciones de la capa de cortadura entre los dos chorros en coflujo, que es la que se pretende estudiar, debe ser estudiada. La figura 5.7 muestra esquemáticamente el desarrollo de un chorro confinado. Se observa que, como resultado de la succión debida al chorro interior, puede producirse una zona de recirculación en el flujo ([Hill 1965, Blevins 1984, Gibson 1986]). Este fenómeno puede perturbar el flujo en el área de estudio. Por otro lado, el posible efecto perturbador que puede tener en el flujo las restricciones que se realicen a la salida resulta evidente.

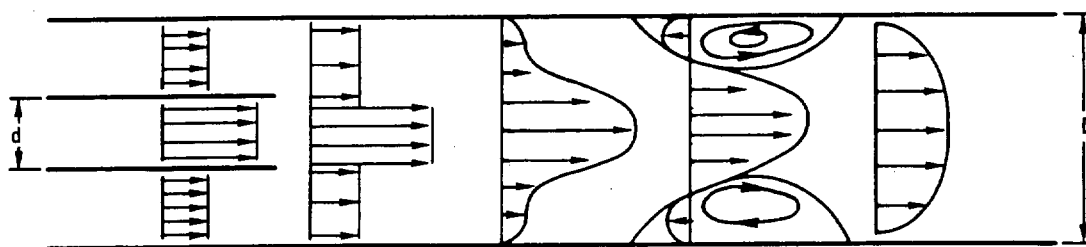


Figura 5.7. Desarrollo de un chorro con coflujo y confinado (tomado de [Hill 1965]).

5.3.1 Resultados numéricos.

Se ha realizado una simulación del flujo en la zona de ensayo utilizando el programa FLUENT/UNS. Los resultados de la simulación permiten caracterizar los rangos de funcionamiento de la instalación. Los fenómenos observados incluyen la aparición de recirculaciones en el flujo exterior y el efecto perturbador que tiene la salida aguas arriba de ella.

Para los resultados de simulación se ha realizado una simplificación de las condiciones del túnel. Se ha considerado geometría axisimétrica para evitar las complejidades de un mallado 3D y sus requisitos en cuanto a medios de cálculo. El modelo utilizado es un $k-\varepsilon$ estándar y se desprecian la existencia de gradientes de temperatura en el flujo y las variaciones de densidad.

La simulación comprende el flujo en la zona de ensayo y en la zona de salida. El mallado contiene 32500 celdas. El radio de la salida interior se ha discretizado con 32 celdas y la zona del flujo exterior con 58. La figura 5.8 muestra un esquema de la geometría introducida, además de las diferentes condiciones de contorno impuestas al flujo.

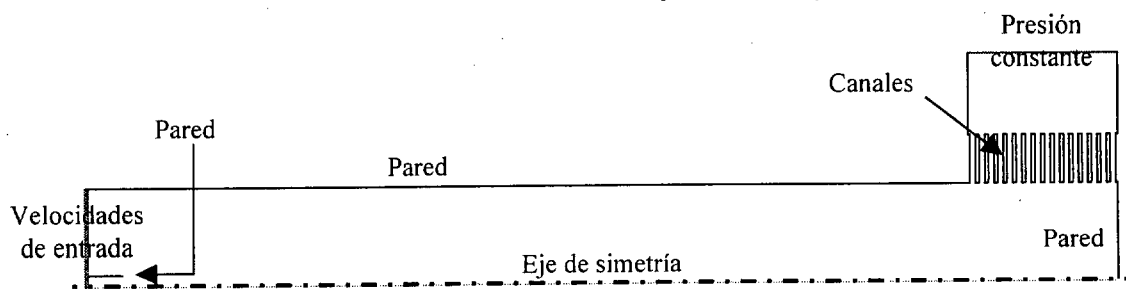


Figura 5.8. Geometría del modelo simulado.

Las celdas iniciales (unos 20 mm) permiten el desarrollo de la capa límite en los perfiles uniformes impuestos a la entrada, aunque no se ha intentado dimensionar la malla junto a las paredes de forma que permita captar la información de la capa límite sin errores. En las distintas paredes se ha impuesto condición de no deslizamiento. La condición de salida se ha simulado, en este experimento axisimétrico, mediante una condición de presión constante. Se considera que estas simplificaciones no redundan en una variación de las características fundamentales del flujo, que pasamos a estudiar.

En primer lugar, se estudió la aparición de recirculaciones en el flujo de salida. Este es un fenómeno motivado por la succión del chorro interior. Los resultados, para diferentes velocidades interiores y exteriores, aparecen en la figura 5.9.

Se puede observar como, manteniendo la velocidad del flujo exterior constante y variando la del flujo interior, la recirculación aparece para valores de ésta mayores que 1 m/s. Nótese asimismo como el factor importante aquí parece ser la relación entre las velocidades de las dos corrientes, como muestra la similitud entre las imágenes 4 y 5. Las condiciones de ensayo utilizadas en las medidas del capítulo 6 corresponden aproximadamente al caso de la imagen 2, en que no se aprecian problemas en la corriente exterior.

Estos resultados deben tomarse como una primera aproximación al problema, ya que tanto el modelo utilizado como la malla no permiten considerar los resultados más allá de su información cualitativa. Nótese que la inexistencia de recirculaciones en la zona de ensayo fue comprobada experimentalmente, para las condiciones de medida.

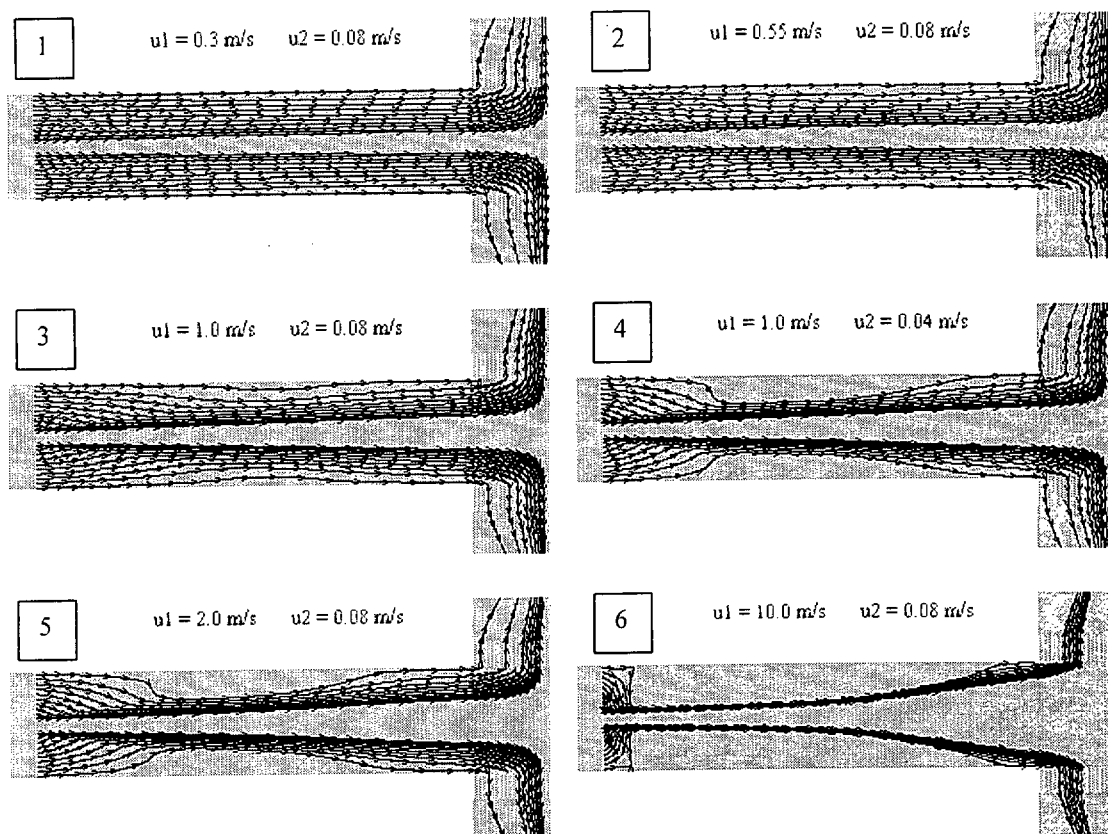


Figura 5.9. Aparición de recirculaciones en el flujo exterior.

El otro efecto estudiado ha sido la importancia aguas arriba de las restricciones establecidas en la zona de salida. La figura 5.10 presenta un gráfico donde se observa la evolución axial de la velocidad máxima del flujo interior (velocidad en el eje). Se comparan los resultados de la simulación sobre la geometría antes expuesta con otros en los que se ha supuesto que la salida se encuentra infinitamente lejos. Como se puede observar, las diferencias en este parámetro solo son considerables en la zona final, muy lejos del área de estudio de este trabajo. Nótese que la zona potencial del flujo natural abarca aproximadamente una distancia de $6D$.

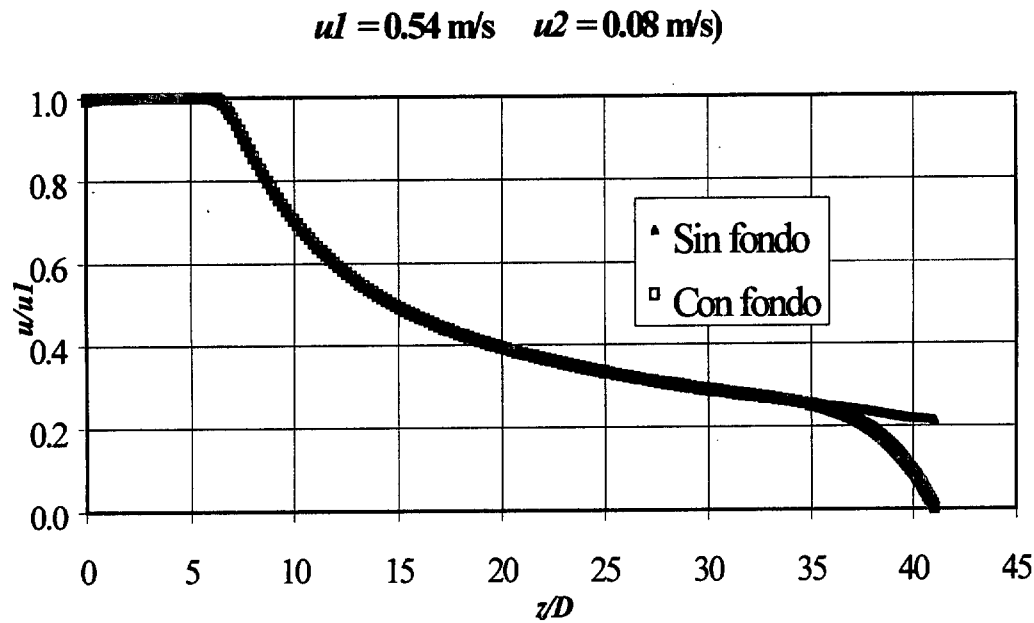


Figura 5.10. Variación axial de la velocidad en el eje: Efecto de la salida a) sin fondo b) con fondo.

El efecto de la salida en el flujo para posiciones distintas del eje puede observarse en la figura 5.11. Puede comprobarse que la conclusión obtenida en la figura anterior es aplicable a todo el campo fluido, en especial a la zona de ensayo.

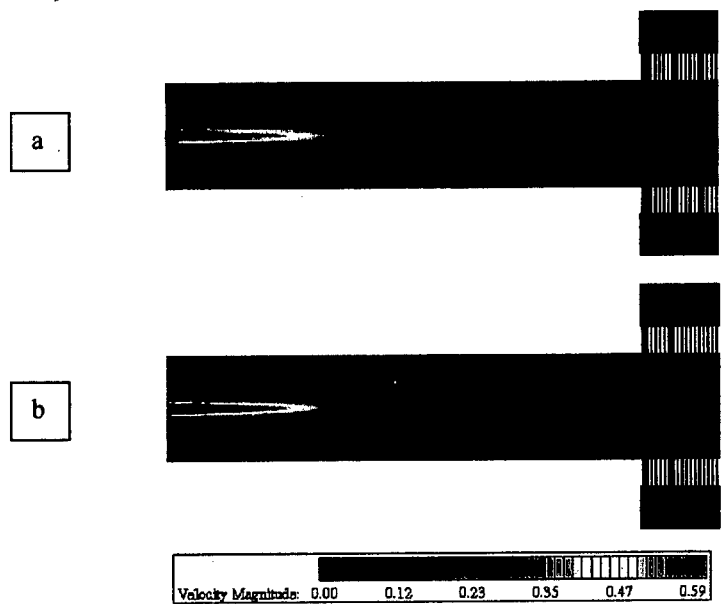


Figura 5.11. Distribución del modulo de la velocidad: a) sin fondo b) con fondo.

Un parámetro más sensible para observar el efecto de la salida puede ser la presión estática. La figura 5.12 muestra mapas equivalentes a los de la figura anterior para esta variable. El efecto

es más notable, pero puede observarse que las distribuciones son aproximadamente uniformes según la posición axial.

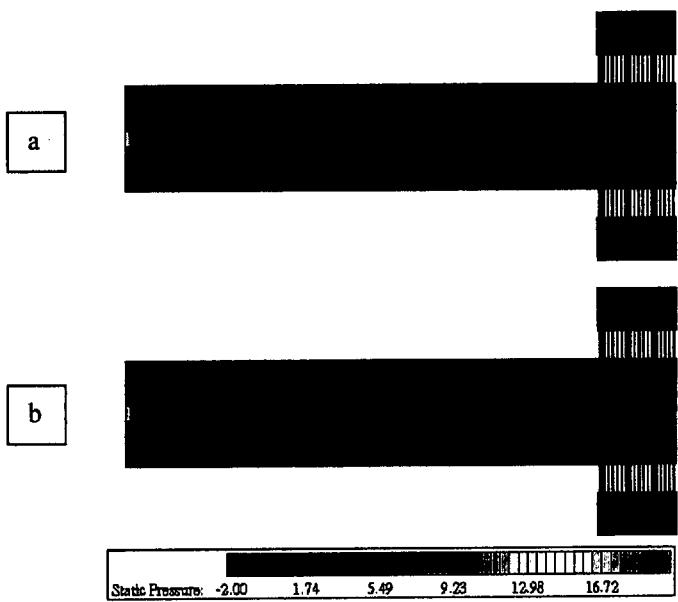


Figura 5.12. Distribución de la presión estática: a) sin fondo b) con fondo.

Por último, en la figura 5.13 se presentan las líneas de corriente del flujo. Para mayor claridad, se han dibujado separadas las pertenecientes al flujo exterior y las del interior.

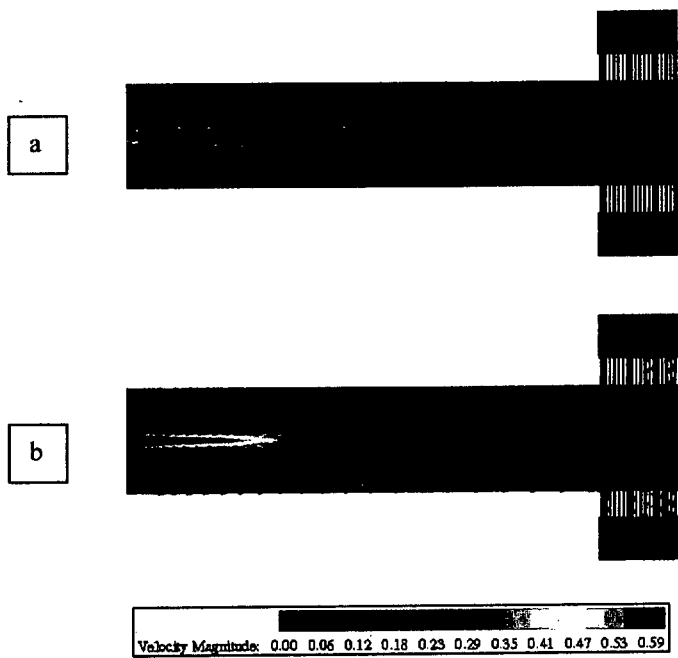


Figura 5.13. Velocidad. Líneas de corriente: a) corriente interior, b) corriente exterior.

5.3.2 Comprobaciones experimentales.

Una vez construida y puesta en funcionamiento la instalación, se procedió a comprobar que no aparecían funcionamientos anómalos como los estudiados en la sección anterior. Estos fenómenos fueron estudiados mediante técnicas simples de visualización. Por ejemplo, la inexistencia de recirculaciones en la corriente exterior se comprobó inyectando un colorante sobre la superficie de la contracción y observando su evolución en la zona de ensayo. Los diferentes trabajos realizados de esta manera suponen una comprobación de la fiabilidad del túnel hidrodinámico construido.

5.3.3 Medidas de velocidad mediante PIV.

El túnel ha sido posteriormente caracterizado mediante el uso del sistema de PIV. En primer lugar, se ha caracterizado el flujo natural, obteniendo parámetros como el espesor de cantidad de movimiento. En segundo lugar se ha caracterizado el flujo forzado, comentando el método utilizado para obtener la amplitud de forzado axial.

5.3.3.1 Caracterización del flujo natural.

La figura 5.14 muestra información sobre los perfiles radiales de velocidad e intensidad de turbulencia del flujo natural. Se muestran, superpuestos, datos para diferentes posiciones axiales, entre la salida de la tobera y $4D$.

En abscisas aparece la posición radial adimensionalizada con el diámetro de salida. En ordenadas, aparece la velocidad media adimensionalizada y la intensidad de turbulencia adimensionalizada. Los datos se han obtenido de 20 medidas de PIV consecutivas. Las adimensionalizaciones de la velocidad la intensidad de turbulencia se hacen de la forma:

$$a) \frac{u(r, z) - \bar{u}_2}{u(0, 0) - \bar{u}_2} \quad b) \frac{u'(r, z)}{u(r, z)}$$

En los gráficos se observa el desarrollo de la capa de la capa de cortadura desde un perfil inicial prácticamente cuadrado. Nótese que las medidas de velocidades intermedias en las cercanías del plano de cortadura pueden deberse al efecto *bias*, debido a la relativamente grande dimensión de la ventana de interrogación. El valor intermedio se debería, por tanto, a la realización de una media entre valores extremos.

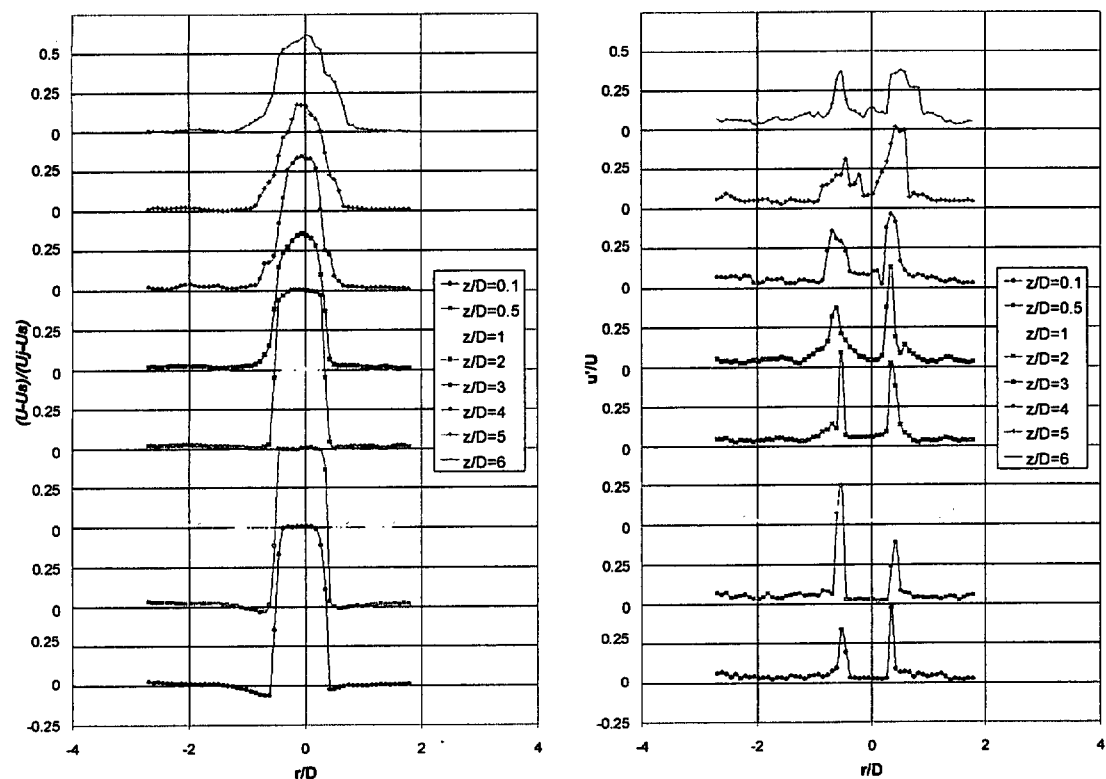


Figura 5.14. Perfiles de velocidad e intensidad de turbulencia adimensionales para diferentes posiciones axiales. Flujo natural.

Para calcular el espesor de cantidad de movimiento, considerado normalmente el parámetro fundamental del flujo, se ha empleado el LFC PIV, comentado en el capítulo anterior y que proporciona una mayor resolución espacial. La figura 5.15 muestra la medida realizada sobre la capa de cortadura a la salida⁴.

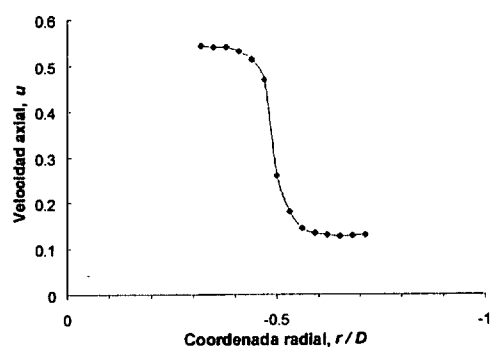


Figura 5.15. Perfiles de velocidad en la capa de cortadura. Flujo natural.

⁴ La medida no puede realizarse exactamente a la salida debido a reflejos de la tobera.

Con estos últimos datos puede calcularse el espesor de cantidad de movimiento, θ , de la forma:

$$\theta = \int_{-\infty}^{\infty} \left(1 - \left(\frac{u - \frac{\bar{u}_1 + \bar{u}_2}{2}}{\frac{\bar{u}_1 - \bar{u}_2}{2}} \right)^2 \right) dr$$

El resultado obtenido es:

$$\theta = 0.00107 \text{ m} = 1.07 \text{ mm}$$

En el capítulo 2 se revisó el estudio realizado por [Martin y Meiburg 1992]. En él se simulaban dos configuraciones distintas, definidas por relaciones entre el radio del chorro y el espesor de cantidad de movimiento diferentes. Para $R / \theta = 22$, los anillos primarios tendían a rotar sobre sí mismos, impidiendo el desarrollo de la inestabilidad acimutal. Para $R / \theta = 11$, el movimiento de rotación no era apreciable y el desarrollo de la inestabilidad, según el modelo de [Bernal y Roshko 1985], seguía su curso. En nuestro caso, el citado espesor de capa límite resulta en una relación $R / \theta = 7$. Por lo tanto, la observación del desarrollo de la estructura acimutal en los experimentos del capítulo 6 resulta coherente con el estudio de [Martin y Meiburg 1992]. En los experimentos en aire, el flujo de salida es totalmente desarrollado, por lo que la relación R / θ es incluso menor, cumpliéndose igualmente el requisito.

Debe entenderse que el espesor de capa límite aquí calculado es un orden de magnitud mayor que el espesor del labio de salida ($\sim 0.1 \text{ mm}$), por lo que este último parámetro es inapreciable como característica geométrica del flujo.

5.3.3.2 Caracterización del sistema de forzado.

Los datos del forzado axial (frecuencia y amplitud) se obtienen mediante distintos procedimientos. La frecuencia de forzado parece anclarse perfectamente en la frecuencia de excitación del altavoz. Sin embargo, la existencia de armónicos no puede ser totalmente descartada con medidas cuantitativas, ya que la técnica de PIV, unida a sus ventajas de medida simultánea en todo el campo, tiene la desventaja de tener una discretización temporal importante. La toma de medidas está restringida, como mínimo, por la frecuencia del láser, que es del orden de la frecuencia de forzado. El hecho de que el flujo se ancla en la frecuencia de

forzado se comprueba mediante medidas (de visualización o PIV) en fase. La inexistencia de armónicos importantes puede resultar aparente, de forma indirecta, por la observación del desarrollo de la capa de mezcla.

La amplitud de forzado se puede obtener mediante la información conjunta de diversas medidas en fase. En el presente estudio se han utilizado 8 fases equiespaciadas de la señal de forzado. Los perfiles de velocidad axial a la salida para las ocho fases en cuatro casos diferentes aparecen en los gráficos de la figura 5.16.

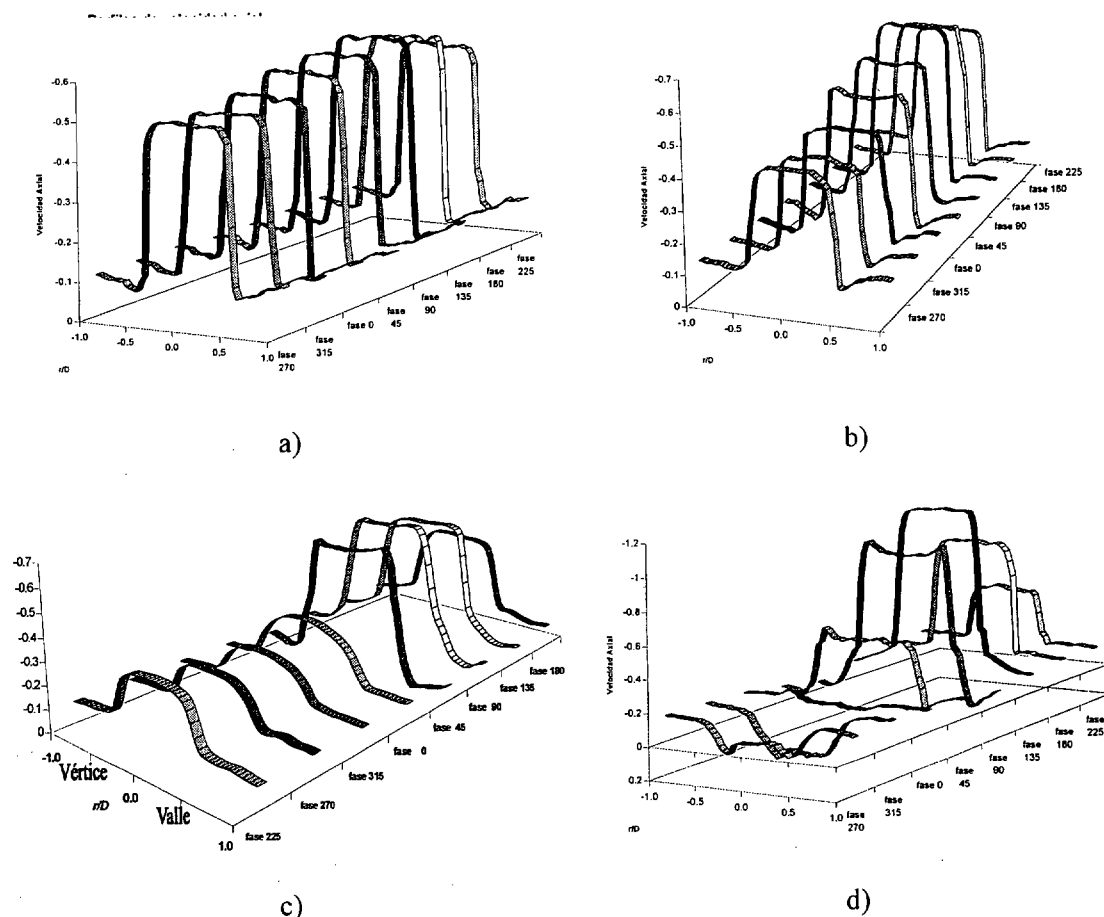


Figura 5.16. Perfiles de velocidad del flujo natural. Variación con la fase de la señal de forzado. Condiciones: $Re \cong 8000$, $u_R \cong 0.2$, $St \cong 0.33$. Casos: a) $A_z = 0.08$; b) $A_z = 0.21$; c) $A_z = 0.44$; d) $A_z = 1.20$.

Los gráficos muestran el comportamiento forzado del flujo interior para amplitudes de forzado crecientes. Para obtener la amplitud de forzado axial se escoge la información en el eje de estos gráficos. Esta aparece en los gráficos de la figura 6.17.

Los ocho puntos así escogidos se ajustan a una sinusoidal. Para ello se calculan por mínimos cuadrados los coeficientes de la regresión:

$$u(\text{fase}) = A + B \cos(\text{fase}) + C \sin(\text{fase})$$

Obteniendo de ellos la amplitud de forzado axial y el desfase φ de la forma:

$$A_z = \frac{\sqrt{B^2 + C^2}}{A} \quad \varphi = \arctan(B / C)$$

Obsérvese que, a pesar de la escasa discretización de las medidas, y del error asumible en la información de la fase, el acuerdo es excelente.

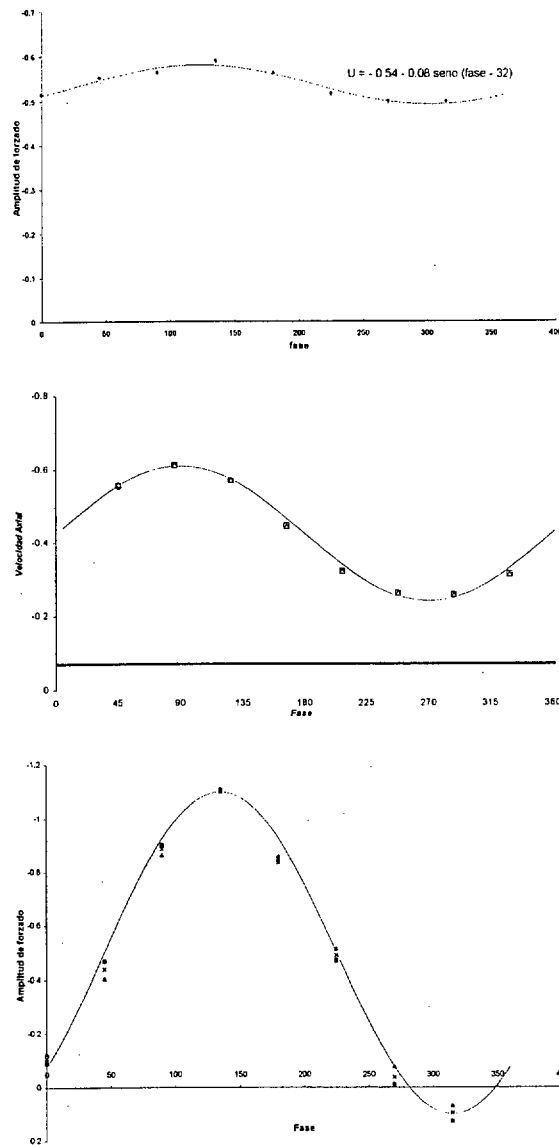


Figura 5.17. Perfiles de velocidad en el eje para el flujo forzado. Mismas condiciones anteriores. Casos: a) $A_z = 0.08$; b) $A_z = 0.44$; c) $A_z = 1.20$.

6. Medidas experimentales

En el presente capítulo se exponen las medidas experimentales obtenidas en el túnel hidrodinámico referido en el capítulo 5. El uso conjunto de técnicas de visualización y técnicas de medida cuantitativa del campo de velocidades pone de manifiesto el comportamiento dinámico del flujo y el desarrollo e interacción de las estructuras de vorticidad que aparecen. En comparación con los resultados del capítulo 3, en los experimentos que ahora comentaremos se han elegido flujos de números de Reynolds mayores. Como veremos, el estudio de estos flujos revela el desarrollo de estructuras laminares en el campo cercano. Sin embargo, el crecimiento de las perturbaciones es mucho más rápido que en el caso laminar estudiado con anterioridad y las estructuras son rápidamente inestables.

Las características del sistema de medida nos obligan a restringir la medida a planos. En los estudios de visualización se han obtenido medidas en fase para cortes longitudinales del flujo (por un plano de simetría de la tobera) y cortes transversales (en planos perpendiculares al eje de la tobera y a diferentes distancias en la dirección de la corriente). Estas medidas permiten la reconstrucción completa de la estructura tridimensional del flujo, de forma similar a las medidas presentadas en el capítulo 3. Por otro lado, se presentan medidas cuantitativas del campo de velocidades mediante PIV. Estas medidas se obtuvieron exclusivamente en el plano de simetría de la tobera, con lo que la medida se restringe a las componentes radial y axial de la velocidad (en coordenadas cilíndricas).

El estudio se ha restringido al campo cercano (3 ó 4 diámetros de tobera de la salida). Eventualmente, se ha observado una zona más amplia (hasta 8 ó 10 diámetros de la salida), pero en esos casos la resolución espacial y de velocidades cae, por lo que normalmente nos

hemos restringido al campo muy cercano. Además, como veremos, es en esta zona donde las dos estructuras de vorticidad acimutal interactúan, disipándose luego rápidamente la vorticidad de la estructura negativa¹.

A partir de la medida del campo de velocidades se han derivado varias magnitudes. En primer lugar, se han obtenido mapas de vorticidad. La componente medida es la componente acimutal, con lo que se podrá observar el desarrollo de los dos anillos de vorticidad supuestos en el capítulo 3, pero no de los filamentos secundarios de vorticidad axial. Asimismo, se han obtenido mapas de deformación². Estas dos magnitudes permiten un estudio más profundo de la dinámica de vorticidad del flujo. A partir de estas magnitudes se ha obtenido también una medida indirecta del campo de presiones. Por último, se ha estudiado la tercera componente de la velocidad a partir de la información bidimensional disponible.

La realización de visualizaciones nos permite comparar los casos estudiados en este capítulo con los expuestos en el capítulo 3. Se ha observado que las características generales son similares en todos los casos estudiados. La organización de las estructuras laterales y su dependencia del número de Strouhal, resulta coherente con lo obtenido en el capítulo 3 (figura 3.9) a números de Reynolds menores. Esta evidencia, desgraciadamente, es sólo cualitativa. Un gráfico similar al de la figura 3.9 ha quedado como desarrollo futuro de este trabajo.

La similitud de los flujos a diferentes números de Reynolds es importante, porque supone un soporte experimental a la teoría de que los fenómenos dinámicos que ocurren en el campo cercano son fundamentalmente no viscosos. Esto nos permite utilizar razonamientos cinéticos con estructuras de vorticidad de circulación constante para los diferentes procesos que tienen lugar en el campo cercano.

Por otro lado, la similitud obtenida entre flujos diferentes nos permite suponer que las condiciones iniciales del flujo no parecen tener un efecto importante en la dinámica de campo cercano del flujo forzado.

En este capítulo se estudiarán dos flujos forzados, caracterizados por los valores de los números de Reynolds y Strouhal. Los números de Reynolds son, como ya se ha dicho, un orden de magnitud mayores que en el flujo estudiado en el capítulo 3. Los números de Strouhal son

¹ Las denominaciones utilizadas en el presente capítulo son las introducidas en el capítulo 3.

² Se ha decidido traducir la palabra inglesa 'strain' por deformación o velocidad de deformación. Al referirnos al valor numérico de la deformación en este texto, dicho valor vendrá dado por la contracción (Primer invariante) del tensor de velocidad de deformación, tomado en su forma bidimensional, como se verá posteriormente.

bajos, correspondiendo a la zona en la que, en los experimentos del capítulo 3, no se observaba la aparición de estructuras de avance lateral en los vértices, mientras que en valle aparecían a muy alta amplitud de forzado (ver la figura 3.9). Este comportamiento se da también en los dos flujos estudiados. Por tanto, se ha caracterizado el caso a alta amplitud de forzado, que produce una configuración de avance lateral en valle. Para amplitudes de forzado menores, se observa un cambio hacia vértice, similar a los observados en el capítulo 3. Sin embargo, en este caso la estructura de avance lateral está truncada y no logra desarrollarse como estructura concentrada de vorticidad. Configuraciones similares fueron observadas durante la realización de los experimentos referidos en [Lasheras, Liñán, Lecuona y Rodríguez 1992] (que los denominaron “bigotes”) pero no fueron reseñados ya que no daban lugar a estructuras concentradas de vorticidad (Lecuona y Rodríguez, comunicación privada). En este capítulo se proporcionan medidas de dicha configuración y se intenta caracterizar su comportamiento, aunque resulta más complejo que el caso en el que todas las estructuras aparecen concentradas.

6.1. Características de los flujos estudiados

Las medidas experimentales del presente capítulo se han obtenido para un flujo transicional. La frecuencia de forzado axial se eligió siguiendo el mismo criterio utilizado en las medidas en fase del capítulo 3. Se seleccionó una frecuencia baja, lo que produce longitudes de onda grandes y, por tanto, una mayor claridad en cuanto a la identificación y el seguimiento de las estructuras. Durante los experimentos se comprobó que la utilización de frecuencias de forzado mayores producía un mayor efecto desestabilizador en el flujo, observándose una mayor apertura lateral del chorro interior en dichos casos. Este efecto resulta similar a lo observado en los experimentos laminares del capítulo 3 y abre una posible vía de investigación futura.

Los parámetros que definen las condiciones del flujo en las medidas de este capítulo se encuentran recogidos en la tabla 6.1. En los parámetros variables se da el rango de variación a lo largo de los experimentos y, posteriormente, se reseñará en cada caso su valor puntual. Los parámetros anteriores han sido calculados a partir de las ecuaciones 1.10.

Parámetros del flujo medio		Parámetros del forzado axial		Parámetros del forzado acimutal	
Re	u_R	St	A_z	N	A_θ
4500–7000	0.6–0.7	0.45–0.6	0–130%	5	0.065

Tabla 6.1. Condiciones de los ensayos reseñados en este capítulo.

6.2. Visualización del flujo

Las medidas de visualización que se presentan en este capítulo fueron obtenidas mediante la técnica de Fluorescencia Inducida por Láser en un Plano (PLIF) a la que se ha hecho referencia en el capítulo 4. Se trata de cortes longitudinales y transversales del flujo, que permiten una reconstrucción de su geometría tridimensional.

Aparte de las diferencias en el flujo estudiado, existe una diferencia importante entre las medidas de visualización presentadas en este capítulo y las presentadas en el capítulo 3. En las imágenes presentadas anteriormente, el marcador se depositaba únicamente en la capa de mezcla (debido al avance de una reacción química). En las imágenes que se expondrán a continuación, el marcador no es fruto de ninguna reacción, sino que se siembra en una de las corrientes, aguas arriba de la zona de ensayo. Por tanto, la zona visualizada no es la capa de mezcla, sino la zona de desarrollo de la corriente marcada (en este caso la interior). El resultado indeseable del método es la peor visualización de la estructura terciaria, cuyo origen es la corriente exterior.

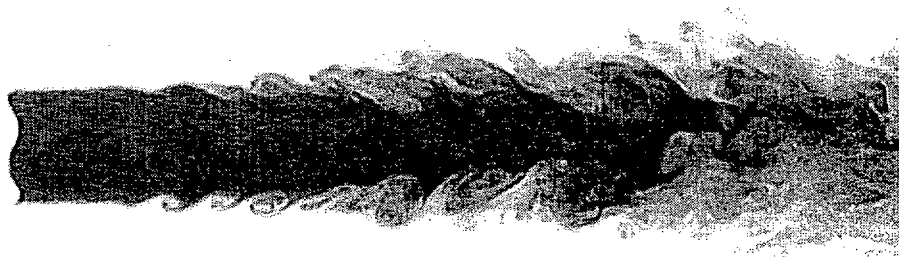
Se ha realizado un estudio extensivo de las diferentes geometrías del flujo mediante medidas de visualización. Se probaron 10 configuraciones definidas por amplitudes de forzado axial crecientes. Las medidas se tomaron con control de fase. Se realizaron cortes longitudinales siguiendo el eje del flujo y cortes transversales a distancias 0, $D/2$, D , $2D$, $4D$, $8D$ y $12D$ de la salida de la tobera. De toda la información recogida se ha escogido un reducido número de imágenes, que se consideran representativas de las diversas configuraciones geométricas encontradas. Asimismo, no se presentarán medidas para todas las fases, como se hizo en el capítulo 3, ya que, en general, se ha comprobado que los mecanismos son similares y, una vez observados en el citado capítulo, podrían resultar redundantes.

En primer lugar presentamos medidas del flujo natural para diversas velocidades de la corriente interior. Seguidamente se presentan las medidas para un flujo base de $Re = 4500$ y $u_R = 0.6$, al que se somete a amplitudes de forzado crecientes, pudiéndose diferenciar varias configuraciones. Por último, se presentan medidas para un flujo base de $Re = 7000$ y $u_R = 0.7$, donde se pueden diferenciar asimismo varias configuraciones, según sea la amplitud de forzado.

6.2.1. Flujo natural

La figura 6.1 muestra tres cortes longitudinales del flujo. La velocidad del flujo exterior se mantiene en todos ellos en 0.1 m/s , mientras que la del chorro interior varía entre 0.5 y 0.9 m/s .

Se puede observar la disminución de tamaño y de longitud de onda de las estructuras de vorticidad al aumentar el número de Reynolds. No parece existir incidencia de modos helicoidales en el campo cercano, aunque probablemente sí en el lejano³.



a) $Re = 7000$, $u_R = 0.7$



b) $Re = 12000$, $u_R = 0.8$

Figura 6.1. Cortes longitudinales del flujo natural. El flujo se desarrolla de izquierda a derecha, pudiéndose observar en el margen izquierdo la salida lobulada de la tobera. Las imágenes son el negativo de las obtenidas realmente, por lo que las zonas donde existe sustancia fluorescente aparecen en tonos de gris. Las imágenes muestran un campo de visión entre 0 y 8D en la coordenada axial z .

A partir de las medidas instantáneas se ha obtenido el comportamiento medio, que puede verse en la figura 6.2. para los dos casos propuestos. Se observa que, de acuerdo con la teoría [Landau y Lipschitz 1959], las condiciones del flujo (Re) no parecen influir en la apertura del chorro interior. El ángulo de apertura del chorro interior es aproximadamente de 14° y la zona potencial se mantiene hasta una distancia axial entre 5 y 6 diámetros.

El efecto perturbador de la salida lobulada no se puede apreciar fácilmente en estas imágenes, aunque acaso pueda observarse en flujos con menor velocidad de la corriente interior y mayor velocidad de la corriente exterior (menor Re y mayor u_R), como en el caso de la figura 6.3. En el margen derecho de dicha imagen puede observarse un comportamiento no simétrico

³ Como se comentó en el capítulo 2, la preponderancia de modos helicoidales $m = \pm 1$ en el campo lejano ha sido observada por [Tso y Hussain 1989, Strange y Crighton 1983, etc.]. En el campo cercano, sólo aparecen a bajo número de Reynolds (< 500) [Danaila et al. 1997].

de la zona visualizada. Este efecto se debe a la perturbación acimutal y será observado más claramente en las medidas de flujo perturbado.

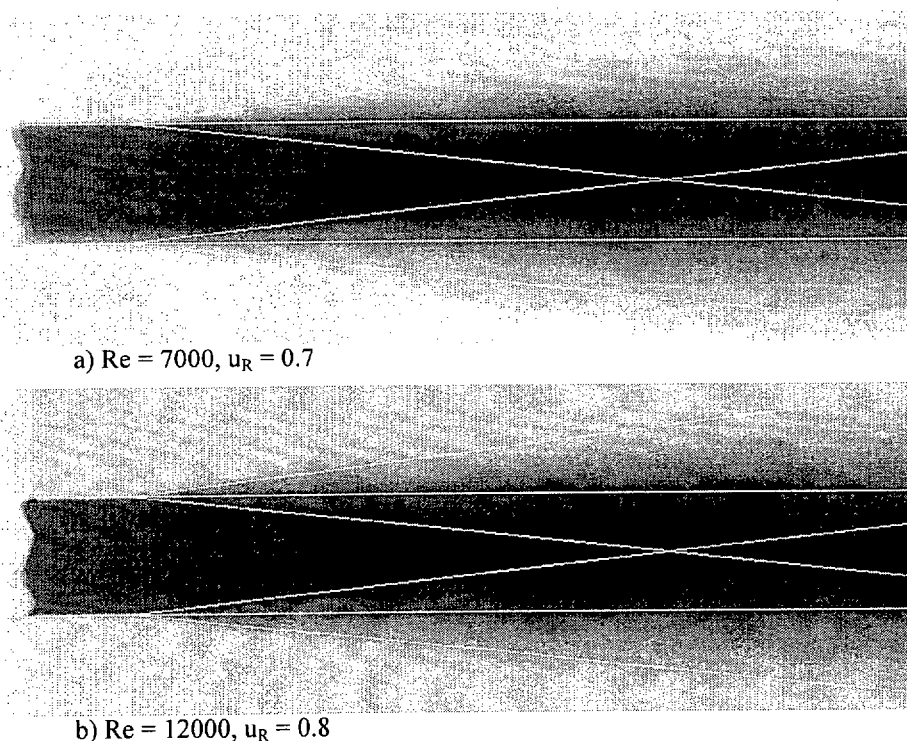


Figura 6.2. Flujo natural medio. La media se ha obtenido promediando 64 imágenes instantáneas.

Por último, la figura 6.4 muestra cortes transversales del flujo natural a diferentes distancias de la salida. Puede observarse cómo inicialmente (0 a 2D) el chorro mantiene un perfil axisimétrico. Más adelante (4D) se empieza a desarrollar la inestabilidad acimutal, dando lugar a estructuras de desarrollo radial. Estas estructuras aparecen ancladas en las posiciones acimutales correspondientes a los vértices⁴ de la tobera dentada.

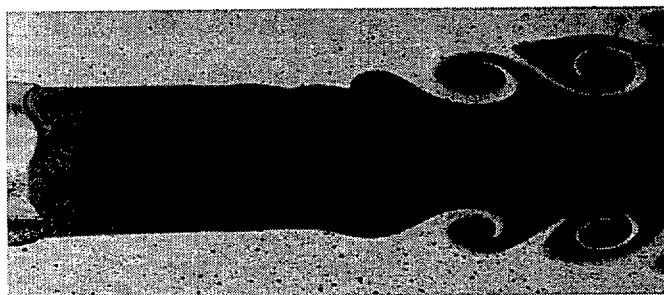


Figura 6.3. Corte longitudinal del flujo natural. $Re = 4500$, $u_R = 0.6$. El flujo se desarrolla de izquierda a derecha, pudiéndose observar en el margen izquierdo la salida lobulada de la tobera. La imagen muestra un campo de visión entre 0 y 4D en la coordenada axial. La parte superior muestra el desarrollo del flujo en posiciones acimutales de vértice y la inferior en posiciones de valle.

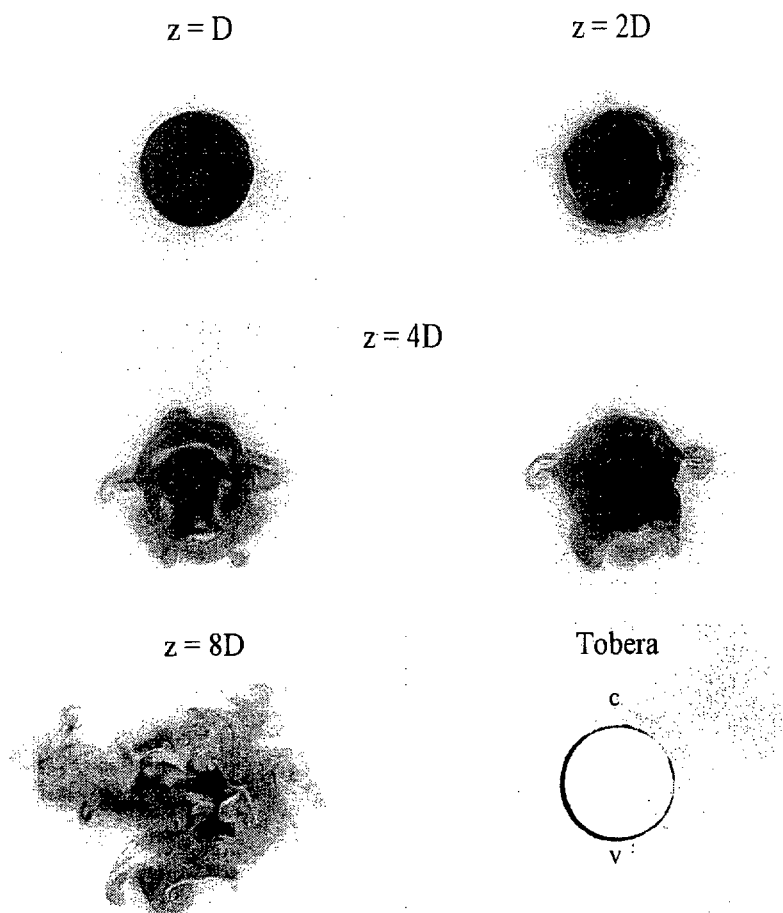


Figura 6.4. Cortes transversales del flujo natural. El flujo se desarrolla perpendicular a la página y hacia fuera. La última imagen muestra el tamaño de la tobera. Como en todos los experimentos presentados en este capítulo, la tobera presenta un vértice (c)⁵ en su parte superior y un valle (v) en la inferior.

Nótese que resulta coherente con los estudios de [Lin y Corcos 1985, Lasheras y Choi 1988, etc.] el hecho de que la estructura secundaria sólo empiece a formarse cuando los anillos de vorticidad acimutal ya se han desarrollado y, por tanto, existe un campo de deformaciones que permite la concentración de la vorticidad residual en los fustes.

Por otro lado, se observa que las estructuras se anclan en las posiciones acimutales de vértice. Siguiendo el razonamiento utilizado por Lasheras y Choi 1988 (referido en el capítulo 2) para explicar la aparición de similares estructuras en una capa plana, se puede llegar a la conclusión de que, en este caso, la estructura se debe a filamentos de vorticidad negativa situados en los fustes. Este resultado es inesperado y se confirmará en los experimentos

⁴ Se mantiene el convenio del capítulo 3 para toberas dentadas.

⁵ Se mantiene la notación c y v utilizada en las publicaciones en inglés (de *crest* y *valley*).

forzados, en los que resulta, de cualquier manera, más plausible. Este asunto será tratado en el capítulo de discusión de resultados.

Finalmente, si seguimos alejándonos (8D), el flujo empieza a perder su coherencia vórtice-fuste, desapareciendo también el anclaje acimutal de las estructuras secundarias.

6.2.2. Flujos forzados

Aunque posteriormente el estudio se ha restringido a una sola configuración del flujo base, los estudios iniciales de visualización contemplan dos casos distintos. La elección de una configuración a números de Reynolds intermedios facilita la comparación entre los estudios realizados en el capítulo 3 y los expuestos en el presente capítulo, realizados sobre el túnel hidrodinámico diseñado al efecto. Una tabla comparativa de las condiciones en los diversos ensayos aparece en la tabla 6.2. Los parámetros adimensionales han sido obtenidos a partir de las ecuaciones 1.1.

Caso	Parámetros del flujo medio		Parámetros del forzado axial		Parámetros del forzado acimutal	
	Re	u_R	St	A_z (%)	N	A_θ
Laminar (cap. 3)	425	0.37	$0.4-3$ (0.7) ⁶	0-100 (64)	5	0.1
Transicional 1	4478	0.60	0.6	0-100	5	0.065
Transicional 2	7015	0.70	0.45	0-130	5	0.065

Tabla 6.2. Tabla comparativa de condiciones de ensayo.

6.2.2.1. Primer flujo: $Re = 4500$, $u_R = 0.6$

Esta configuración es un paso intermedio entre la del capítulo 3 y la utilizada durante las medidas de PIV (caso transicional 2, comentado en la sección 6.2.2.2). El número de Reynolds es un orden de magnitud superior al de los experimentos laminares pero, como se verá, es posible observar una organización simple en el campo cercano. Por otro lado, el coeficiente de relación entre las velocidades de las dos corrientes, u_R , es intermedio entre los dos casos. Este número está directamente relacionado con la relación de circulaciones de los dos tipos de estructuras de vorticidad acimutal postulados en el capítulo 3 (positiva y negativa). Los casos límite son:

⁶ Los datos entre paréntesis corresponden al caso estudiado con medidas en fase, en el capítulo 3.

$u_R = 1$	Chorro interior desarrollándose en una atmósfera en reposo. No existe estructura acimutal negativa.
$u_R = 0$	Misma velocidad de las dos corrientes. Estela del labio de la tobera. Las dos estructuras acimutales tienen igual circulación.

Por tanto, es de esperar en el presente caso un menor desarrollo de las estructuras negativas respecto a las positivas, con relación a lo observado en los experimentos del capítulo 3.

6.2.2.1.1. Tipos de configuraciones.

La figura 6.5 muestra tres cortes longitudinales del flujo para amplitudes de forzado crecientes e idéntico número de Strouhal. Puede observarse, en cada una de las fotos y en la dirección de la corriente, la aparición del fuste, luego una zona dominada por el anillo de vorticidad positiva, luego un segundo fuste y, en las dos primeras fotos, un segundo anillo positivo. La amplitud de forzado creciente puede observarse, entre otras cosas, por la disminución creciente de la sección del chorro en el fuste a la salida.

Hasta la zona del primer anillo, el aspecto del flujo es muy similar al observado en los experimentos laminares. Existen dos anillos de vorticidad acimutal desarrollándose conjuntamente. El anillo positivo es prácticamente axisimétrico (igual comportamiento en vértice –arriba– que en valle –abajo–), mientras que el negativo parece seguir una distribución acimutal diferente en cada uno de los casos. Se recordará de lo expuesto en el capítulo 3 cómo el anillo negativo surge antes que el positivo (esto puede quizá verse sobre la tobera, arriba, en la tercera imagen de la figura 6.5) y luego rota alrededor de éste, hasta quedar aguas abajo. Como en los experimentos del citado capítulo, las imágenes de la figura muestran un retardo o adelanto de este proceso entre una posición acimutal y otra, lo que confiere al anillo negativo una forma ondulante con 5 periodos a lo largo del acimut. En la imagen de menor amplitud de forzado (primera), la estructura negativa aparece retrasada en vértice (aún sobre la estructura positiva) frente a su posición en valle (ya aguas abajo). Según aumenta la amplitud de forzado (segunda imagen) se puede ver que el comportamiento pasa a ser más o menos axisimétrico. Si seguimos aumentando la amplitud de forzado (tercera imagen), el proceso nos lleva a que la estructura negativa en vértice pasa a estar adelantada frente a la de valle.

Debido al alto número de Reynolds, la similitud con el caso laminar desaparece rápidamente al alejarnos de la tobera. Este efecto resulta evidente en la parte aguas abajo de las imágenes de la figura 6.5. En la primera imagen puede observarse cómo la estructura en valle (abajo)

desaparece, quedando asociada, probablemente, en parte al fuste y en parte al anillo de vorticidad antecedente. La estructura de vértice, sin embargo, mantiene una cierta envergadura radial. En esta estructura no es tan sencillo observar rastros de vorticidad negativa, como lo fue en las visualizaciones del caso laminar, pero un seguimiento en fase de la estructura aguas arriba permite comprobar su naturaleza. La zona visualizada, que comprende una cantidad relativamente importante de masa, parece ser el resultado de una interacción compleja entre las dos estructuras de vorticidad acimutal. Hay que añadir también el efecto de las estructuras longitudinales, que como se verá, en esta zona resultan importantes. Por lo tanto, el fenómeno es muy complejo.

Quizá resulta más sencillo el caso de la segunda imagen (mayor forzado). En ella puede apreciarse cómo la estructura desarrolla una forma fuertemente combada, donde sus dos extremos, superior (a) e inferior (b), se mantienen en contacto con el vórtice positivo anterior y la zona intermedia es estirada por el desarrollo aguas arriba de un nuevo vórtice positivo. Que la zona interior, entre la estructura y el vórtice subsiguiente, aparezca oscurecida, como en la primera imagen, o no, como en la segunda, parece indicar la existencia de un proceso de succión de masa proveniente del anillo de vorticidad positivo. En este proceso intervendrían las estructuras de vorticidad axial.

Por último, la tercera imagen muestra una geometría totalmente diferente en su segundo fuste. En este caso la estructura de vorticidad con desarrollo radial pasa a estar en el valle (abajo). El área de visión no permite observar si se ha producido la eyección de un anillo de vorticidad, como se ha observado en el capítulo 3, o si la estructura simplemente decae y se acopla al fuste. El aumento de la amplitud de forzado va haciendo disminuir la sección del chorro en el fuste y, en este tercer caso, se puede observar que el segundo fuste pierde su continuidad, produciéndose su rotura. En definitiva, esto provoca que los anillos de vorticidad positiva pasen a comportarse como anillos aislados y genera estructuras de pequeña escala en la zona.

Vistas las tres configuraciones básicas, pasamos ahora a estudiar el flujo con más detalle.

6.2.2.1.2. Configuración para baja amplitud de forzado.

En primer lugar, se presenta una configuración para baja amplitud de forzado (~30%), lo que provoca una organización donde el desarrollo radial del flujo se produce en los vértices. La figura 6.6 muestra un corte longitudinal del flujo para dos zonas aproximadamente entre la

tobera y $4D$ y entre $4D$ y $8D$. Las medidas no son simultáneas, pero su fase es similar y corresponden a idéntico flujo.

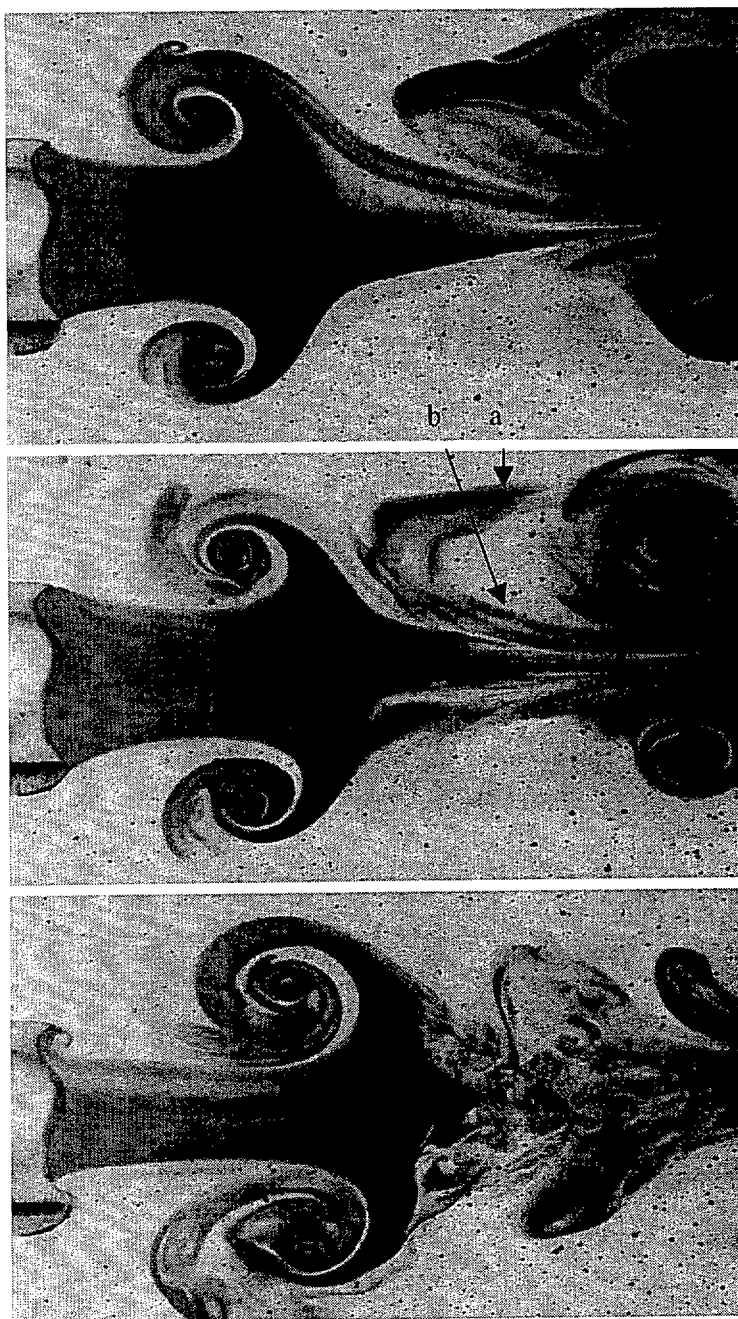


Figura 6.5. Cortes longitudinales para amplitud de forzado creciente. Datos del flujo: $Re_D = 4500$, $u_r = 0.6$, $St = 0.6$. El flujo se desarrolla de izquierda a derecha. La tobera aparece en el margen izquierdo y presenta un vértice en su parte superior y un valle en la inferior.

Por otro lado, la figura 6.7 muestra cortes transversales del flujo a una distancia axial de aproximadamente $2D$ respecto a la tobera (donde D designa, a lo largo de la tesis, el diámetro de

la tobera). La localización de estos cortes aparece en la figura 6.6 denotada por una línea discontinua. Las medidas de la figura 6.7 corresponden a diferentes fases de la señal de forzado y están ordenadas para fase creciente, aunque los intervalos no son idénticos. El sexto corte transversal (marcado con un *) corresponde aproximadamente a la misma fase que los cortes longitudinales.

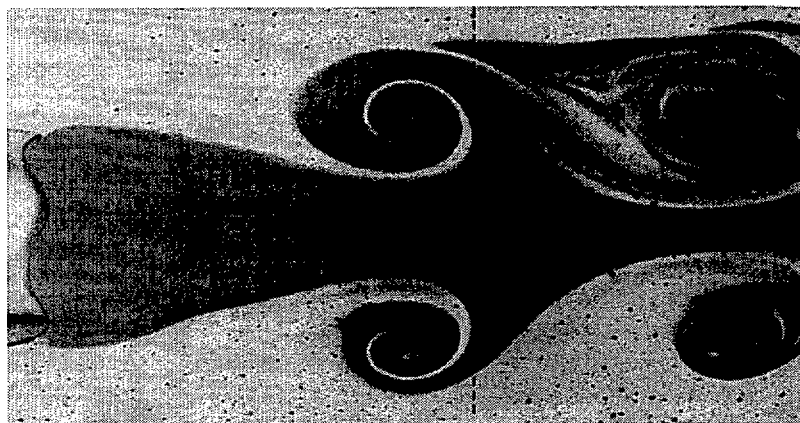


Figura 6.6. Cortes longitudinales. Datos del flujo: $Re_D = 4500$, $u_r = 0.6$, $St = 0.6$, $A_z \sim 0.3$. Configuración de avance lateral en vértice. El flujo se desarrolla de izquierda a derecha. La tobera aparece en el margen izquierdo de la primera imagen. El área vista de la segunda imagen se encuentra entre las posiciones axiales 4D y 8D. Las dos imágenes están tomadas en fase. Por encima del eje de la tobera se observa la configuración en las zonas alineadas con un vértice y por debajo del eje se observa la configuración en las zonas alineadas con valle. La línea discontinua define la localización de los cortes transversales de la figura 6.7.

La figura 6.6 muestra la organización longitudinal del flujo, y cómo existe una clara estructura exterior en el vértice. Sin embargo, no es posible observar en la zona vorticidad negativa. Más aún, avanzando aguas abajo se puede comprobar que la organización en el vértice se rompe, dando lugar a pequeños torbellinos, los cuales parecen contener invariablemente vorticidad positiva. Un intento de explicación de esta configuración se ofrece más adelante.

Observemos cómo se desarrolla la estructura de vértice. Inicialmente (a la altura del primer anillo en la imagen de campo cercano de la figura 6.6), el efecto del forzado acimutal no es muy evidente. Sólo se distingue un ligero alargamiento del lado aguas arriba del anillo de vorticidad positiva en la zona del vértice. En este instante aún no se ha formado el siguiente anillo positivo, por lo que el campo de deformaciones en la zona está dominado por la acción de un único anillo de vorticidad. Más aguas abajo, el ligero alargamiento crece debido al campo de deformaciones creado por las dos estructuras positivas entre las que se encuentra, mostrando una disposición similar a la observada en la imagen primera de la figura 6.5. Más adelante (entre el segundo y el tercer anillo), la estructura de vértice prosigue su avance aguas arriba, pasando sobre el vórtice anterior. Finalmente, la estructura se desestabiliza, rompiéndose en varios torbellinos. Al mismo tiempo, el fuste se rompe también, debido a la continua succión creada por los anillos positivos, y en su lugar aparece un rosario de estructuras de pequeña escala. Es interesante notar que es en este momento en el cual el flujo interior empieza a ganar envergadura radial en el vértice, ya que hasta este momento las estructuras se habían mantenido a una distancia radial similar a la envergadura del anillo de vorticidad.

En los cortes transversales de la figura 6.7 puede apreciarse la organización acimutal de las estructuras observadas en el plano longitudinal. Se puede ver claramente cómo la envergadura radial se mantiene en vértice tanto en el fuste como en la zona del vórtice, mientras que en valle se da el estrechamiento normal en el fuste. Podemos diferenciar dos tipos de estructuras acimutales, una exterior y otra interior. Ambas constan de 5 pares de filamentos de vorticidad contra-rotatorios que aparecen anclados en posiciones acimutales de vértice. La estructura interior corresponde al proceso estudiado por Corcos y sus colaboradores y es una estructura de fuste que, debido al fuerte estiramiento que sufre en el campo cercano, concentra su vorticidad y se desarrolla hacia los anillos de vorticidad adyacentes. Puede observarse cómo, en la zona del fuste, esta estructura no es muy estable, y esporádicamente los pares de filamentos de vorticidad rotan sobre el eje intermedio, produciéndose distorsiones de la estructura pentagonal. Este efecto puede deberse asimismo al fuerte campo de deformaciones formado por las estructuras principales del flujo.

Las imágenes de la figura 6.7 muestran, además, que la estructura exterior es más estable que la interior, y permanece anclada en sus posiciones acimutales en todas las imágenes. Entre la última y la primera imagen desaparece la estructura exterior, que no ha tenido tiempo de derivar más aguas abajo. En caso contrario, aparecerían en las imágenes de fuste tres estructuras

superpuestas en lugar de dos. Este efecto puede darse más aguas abajo, como se puede observar en los cortes longitudinales.

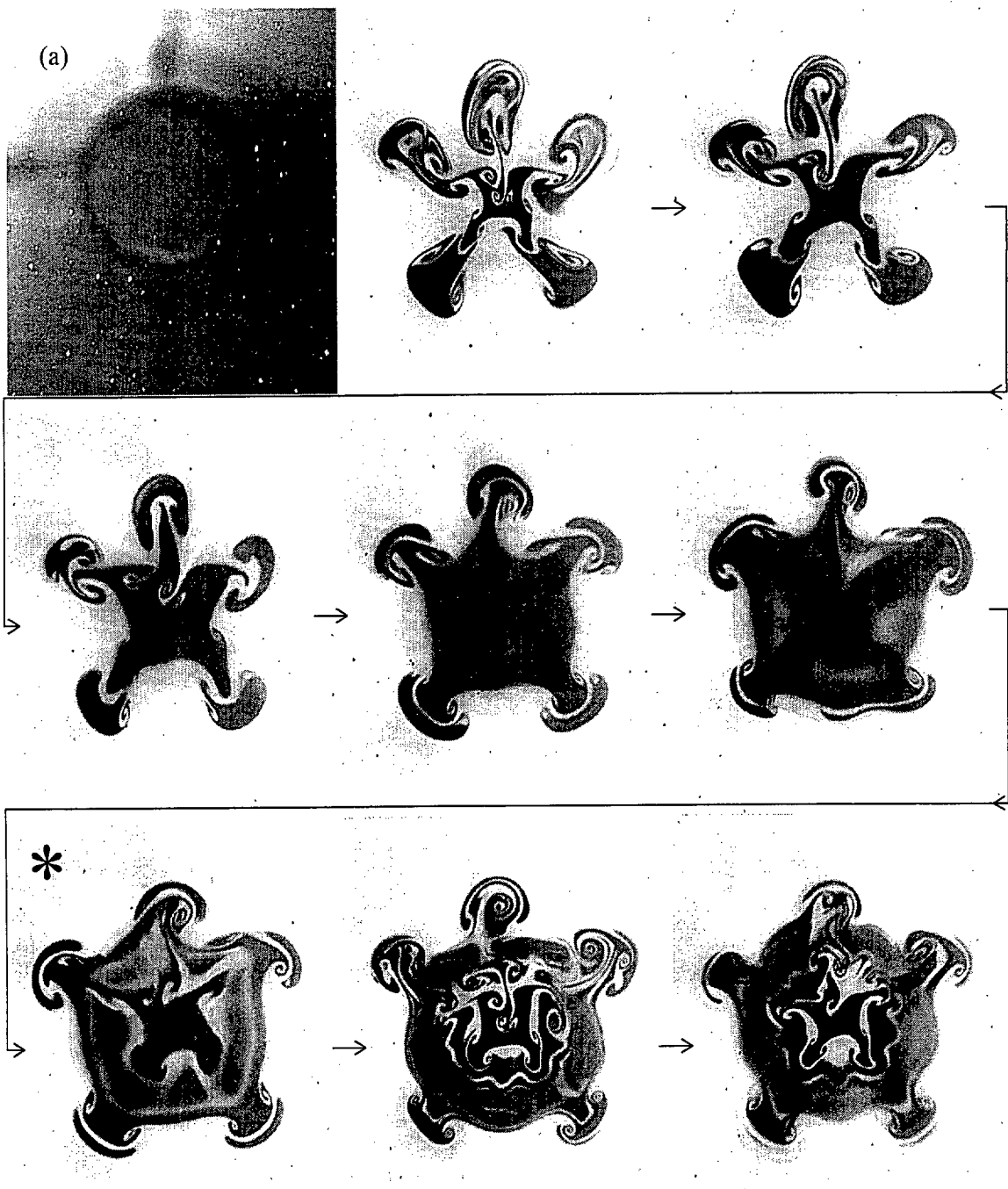


Figura 6.7. Cortes transversales a 2D de la salida de la tobera, para diversas fases de la señal de forzado. Configuración de avance lateral en vértice. El flujo se desarrolla perpendicular a la página y hacia fuera. La imagen a muestra la sección de salida de la tobera. Nuevamente, la tobera presenta un vértice en su parte superior y un valle en la inferior.

Siguiendo el paralelismo con los resultados del capítulo 3 se podría hablar de otra estructura, exterior, cuya existencia se debería a la parte del anillo negativo que se ha re-alineado en la dirección axial, siguiendo el mismo proceso que la estructura interior. Sin embargo, como ya se ha comentado, la existencia de vorticidad negativa concentrada no es observable en los cortes longitudinales, por lo que no debe ser supuesta.

Existe, quizá, una explicación alternativa del proceso, dado que los cortes transversales muestran que la estructura exterior y la interior mantienen una clara continuidad, pasando los filamentos de vorticidad interiores en un fuste a encontrarse en el exterior en el fuste inmediatamente aguas arriba. La estructura exterior sería, de este modo, explicable sencillamente como el desarrollo de la estructura interior sobre el anillo de vorticidad subsiguiente, y luego sobre el fuste que aparece a continuación.

La simplificación de los tres tipos de estructuras observados hasta ahora en todos los flujos, en dos únicos tipos resulta compleja de explicar. Un posible hilo argumental sería pensar que, al disminuir la amplitud de forzado, la vorticidad acimutal negativa pierde su capacidad de concentrarse rápidamente. Quedaría en dicho caso distribuida, concentrándose luego en los fustes y permitiendo la rápida evolución de la estructura secundaria que, como se ha visto antes, parece generarse en todos los casos observados a partir de vorticidad negativa residual.

Esta configuración es notablemente diferente a la de avance en vértice que aparece en los experimentos laminares. Dada la imposibilidad de observar una estructura terciaria claramente diferenciada de la secundaria, la dinámica de vorticidad que ocurre resultará muy diferente al resto de los casos. En el próximo capítulo, apoyándose asimismo en las medidas cuantitativas que se presentan en una sección posterior, se intentará modelar este comportamiento singular que, como ya hemos dicho, ha sido observado también en los experimentos en aire.

Aumentando la amplitud de forzado, la configuración del flujo va variando ligeramente. Para una amplitud de forzado de $\sim 50\%$ se obtiene un flujo como el que se observa en la figura 6.8. En ella se observa la disminución de la sección del fuste, que prácticamente desaparece, la mayor intensidad de las estructuras exteriores y su mayor desarrollo longitudinal (no transversal, que permanece similar). Se puede ver en la primera imagen, cómo en el fuste ya se observan hasta tres estructuras superpuestas en la dirección radial, la tercera casi desapareciendo. Es interesante también observar la estructura interior del anillo de vorticidad positiva, que es muy estable salvo en la parte más interior, donde el estiramiento longitudinal es alto.

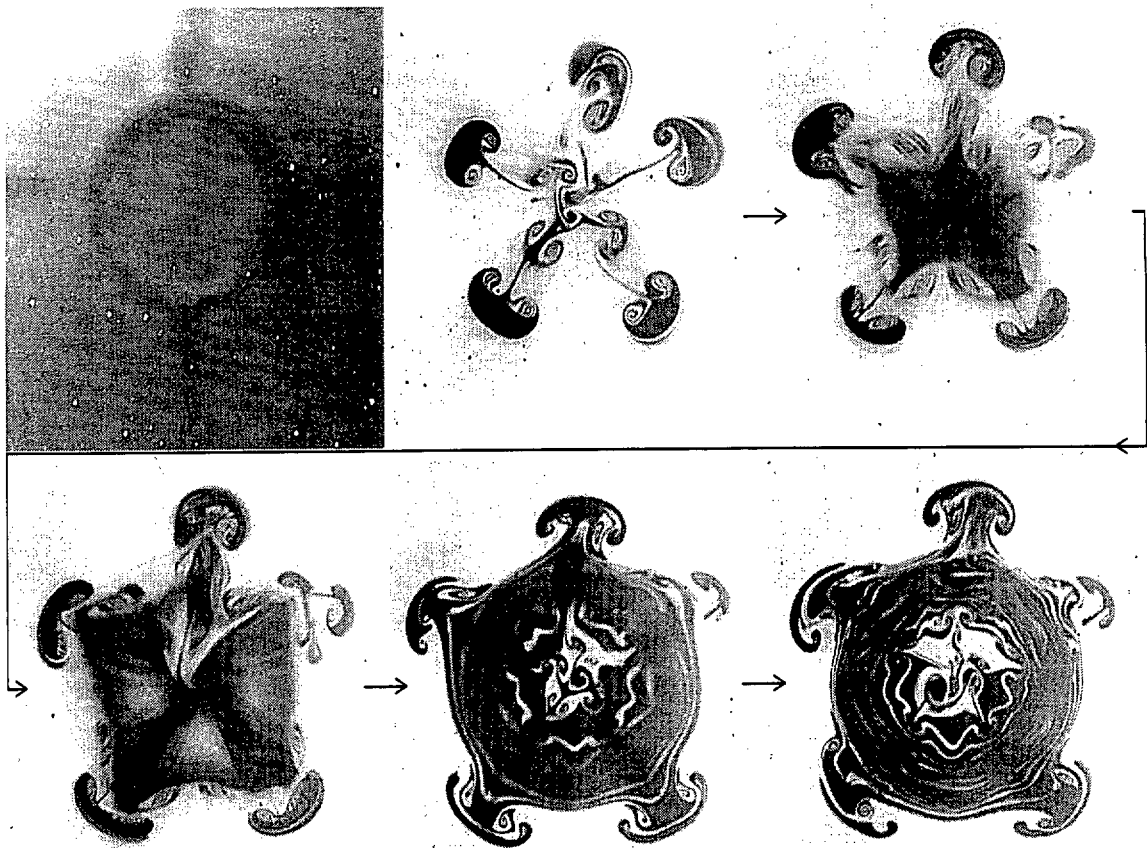


Figura 6.8. Cortes transversales a 2D de la salida de la tobera, para diversas fases de la señal de forzado. Configuración de avance lateral en vértice, amplitud de forzado alta. El flujo se desarrolla perpendicular a la página y hacia fuera.

En el fuste, la estructura exterior mantiene un contacto muy tenue con el interior, reflejado por un hilo de masa muy estirado. Esta configuración es asimilable a las observadas en casos similares de flujo laminar. Sin embargo, en nuestros experimentos no se ha conseguido obtener esta configuración de forma estable. Incontroladamente⁷, esta configuración se inestabilizaba, con mínimos cambios en la zona del anillo positivo, tendiendo a una configuración en el fuste del tipo de la mostrada en la figura 6.9. En ella se aprecia un aumento claro de la masa distribuida en la zona interior. Esta masa debe provenir del anillo de vorticidad positiva inmediatamente aguas abajo, de forma similar a lo observado en los cortes longitudinales de la figura 6.6. La estructura exterior resulta básicamente similar a las observadas en las figuras 6.7 y 6.8, salvo que aparece una fuerte interacción con las estructuras interiores. Esta configuración resulta compleja dadas las interacciones entre estructuras de pequeña escala.

⁷ La causa es, probablemente, el ensuciamiento de la instalación.

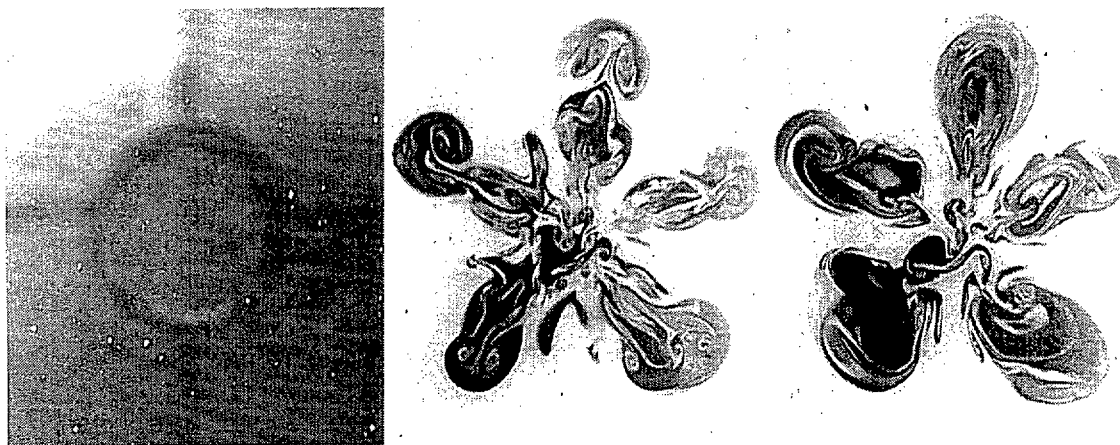


Figura 6.9. Cortes transversales a 2D de la salida de la tobera. Configuración de avance lateral en vértice, amplitud de forzado alta. Caso particular. El flujo se desarrolla perpendicular a la página y hacia fuera.

6.2.2.1.3. Configuración para alta amplitud de forzado.

Aumentando más la amplitud de forzado se tiende paulatinamente a otra configuración límite, como se intuye en las imágenes de la figura 6.5. Ésta es la de avance lateral en valle. Esta configuración se alcanza para mayores amplitudes de forzado que la precedente y, como se pudo ver en el análisis del flujo laminar del capítulo 3, permite la aparición de eyecciones ancladas en posiciones acimutales de valle. Aquí se puede apreciar de nuevo la aparición y desarrollo de una estructura terciaria concentrada.

Las figuras 6.10 y 6.11 presentan cortes longitudinales y transversales para diversas fases de la señal de forzado axial. En las dos imágenes de la figura 6.10 se puede observar claramente la aparición y desarrollo de las dos estructuras (anillos de vorticidad) acimutales. Se ve su aparición en el labio de la tobera y cómo giran alrededor del anillo de vorticidad positiva que se forma a continuación. Durante este giro, la parte del anillo negativo situado en posición acimutal de valle (abajo en las imágenes) va quedando retrasado frente a la parte de vértice (arriba en las fotos). Finalmente, en vértice se produce una interacción entre la estructura negativa y la estructura de fuste, y en valle se produce un movimiento radial de la estructura, que puede degenerar en la eyección de su parte superior. Este último proceso no se distingue en las presentes imágenes, que cubren un área radial pequeña. Sí se observa un claro avance radial en valle, motivado tanto por la propia estructura como por el campo de deformaciones que desarrollan los vórtices positivos adyacentes.

Las imágenes de la figura 6.11 muestran cortes transversales del flujo a dos diámetros de la salida de la tobera (posición marcada en la figura 6.10 con línea discontinua), con cortes que

van de fuste a vértice. En todos ellos se puede observar la eclosión de eyecciones en las posiciones acimutales de valle, aunque ésta se produce más claramente en la zona de fuste. Las estructuras son complejas y tienen una importante envergadura radial (llegando a posiciones radiales cercanas a $2D$, lo que supone una apertura del chorro de 90°).



Figura 6.10. Cortes longitudinales a dos fases separadas un semiperiodo. Datos del flujo: $Re_D = 4500$, $u_R = 0.6$, $St = 0.6$, $A_z \sim 1$. Configuración de avance lateral en valle. El flujo se desarrolla de izquierda a derecha. La tobera aparece en el margen izquierdo con un valle en la parte inferior y un vértice en la superior. La línea discontinua muestra la localización de los cortes transversales de la figura 6.11

El fuste muestra una estructura interior altamente distorsionada, debido a la alta amplitud de forzado, que por un lado disminuye la cantidad de masa que fluye en el fuste y por otro aumenta la concentración de vorticidad de las estructuras, haciendo mayor el campo de deformaciones y la succión. Las eyecciones no aparecen formadas por un único anillo de vorticidad autopropulsado, como parecía el caso en los experimentos laminares, sino que constan de varias estructuras de pequeña escala, producto del estiramiento y reconexión de las estructuras iniciales. La zona del anillo de vorticidad mantiene una cierta coherencia bidimensional. Las eyecciones que se observan sobre el anillo pueden deberse a estructuras del anillo anterior, ya

que las diferentes imágenes longitudinales muestran que las estructuras de los valles se desarrollan con un marcado movimiento aguas arriba relativo a los anillos positivos.

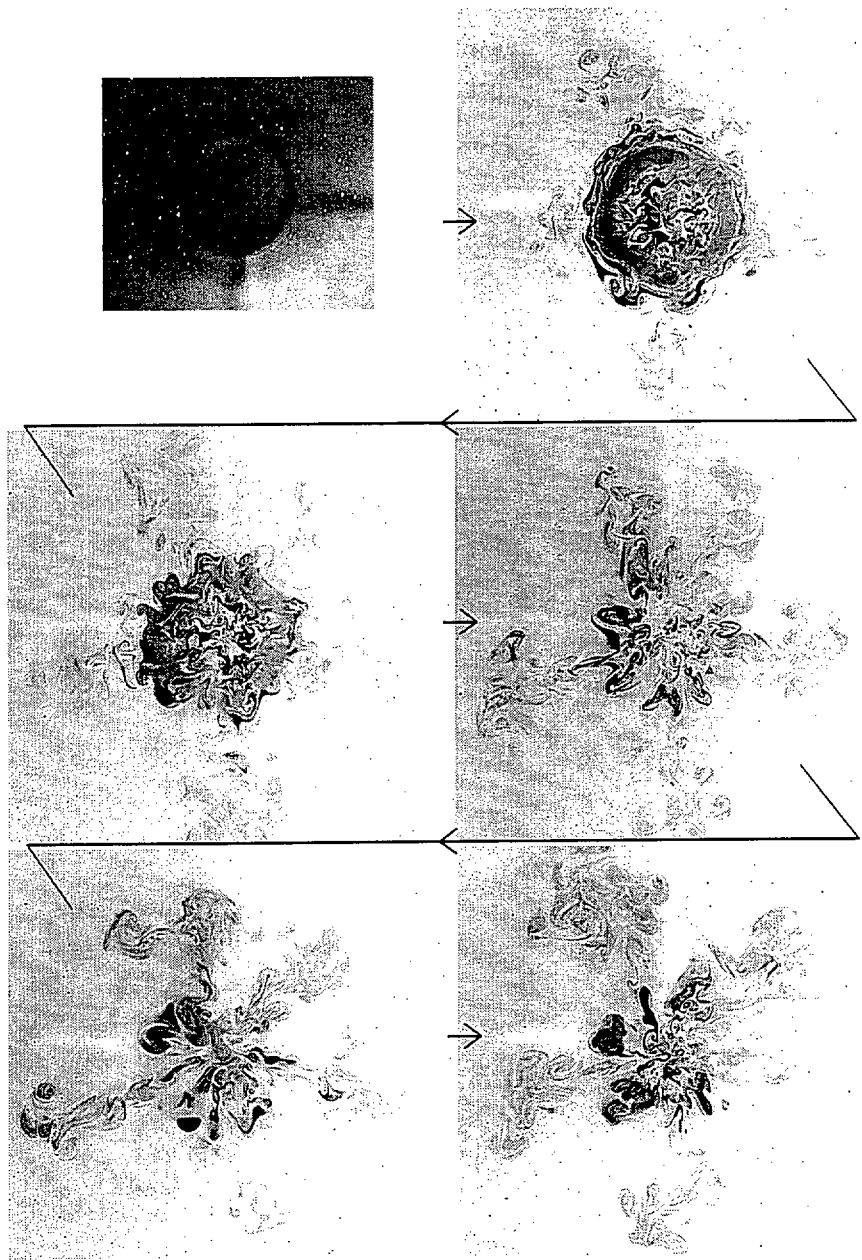


Figura 6.11. Cortes transversales a 2D de la salida de la tobera, para diversas fases de la señal de forzado. Configuración de avance lateral en valle. El flujo se desarrolla perpendicular a la página y hacia fuera. La tobera presenta un vértice en su parte superior y un valle en la inferior.

Los procesos aquí expuestos muestran una considerable similitud con los observados a menor número de Reynolds, al menos en el campo muy cercano. Esto nos permite considerar una dinámica no viscosa de las estructuras. Al alejarnos de la tobera y en las estructuras

laterales eyectadas, los efectos viscosos y de mezclado turbulento deben tener un efecto importante (recordemos que la reconexión de filamentos, que [Martin y Meiburg 1991] consideran la causa de las eyecciones, es un proceso donde la viscosidad tiene una importancia fundamental), con lo que se observan diferencias con los experimentos en aire.

6.2.2.2 Segundo flujo: $Re = 7000$, $u_r = 0.7$

El último caso estudiado es el campo cercano de un flujo turbulento. Las medidas de PIV presentadas al final de este capítulo han sido tomadas para las diferentes configuraciones que, dependiendo de los parámetros del forzado axial, presenta este flujo.

El aumento del número de Reynolds tiene una influencia fácilmente apreciable en las imágenes de visualización. El flujo resulta más inestable y eso se aprecia inmediatamente en los cortes longitudinales del flujo. En ellos se observa la aparición y desarrollo de estructuras de pequeña escala, de baja vorticidad y que no presentan especial coherencia. Estas estructuras se deben a la existencia de pequeñas perturbaciones inherentes al flujo, que son amplificadas debido al alto número de Reynolds.

Las imágenes de las figuras 6.12, 6.13 y 6.14 muestran la evolución del flujo mediante cortes longitudinales y para cinco configuraciones diferentes. Las configuraciones están definidas por un mismo número de Strouhal ($St = 0.45$) y amplitudes de forzado crecientes. Cada figura muestra imágenes para cuatro fases equiespaciadas de la señal de forzado. El campo de visión va de la salida lobulada ($z = 0$) a posiciones de $z = 8D$. Nótese que el campo de visión se ha doblado con relación a las medidas anteriores. Los motivos son la necesidad de obtener una visualización completa de las estructuras laterales, si las hubiese, y la necesidad de aumentar el campo axial, debido al aumento de la longitud de onda de la estructura primaria. Este último aspecto será tratado en detalle en una sección posterior.

Las imágenes de las figuras 6.12 y 6.13 muestran tres configuraciones diferentes, pero en los tres casos se produce un cierto desarrollo lateral en vértice. La geometría de estas configuraciones es la más alejada de las de los experimentos laminares y parece claramente relacionada con la configuración de avance en vértice del caso anterior.

La organización interna de estas tres configuraciones no resulta muy evidente a primera vista, debido al rápido crecimiento de las pequeñas perturbaciones inherentes al flujo experimental que hacen que, a partir de una longitud de onda de las estructuras primarias, el

flujo se vuelva muy complejo. Sin embargo, apoyándonos en las configuraciones observadas para el caso presentado en la sección anterior, se pueden extraer diversas conclusiones.

En las distintas imágenes se puede apreciar la aparición y desarrollo de una estructura lateral anclada en posiciones de vértice. La estructura empieza a ser visible como un aparente retraso del anillo de vorticidad en su parte de aguas arriba. Este retraso es apreciable en diferentes posiciones axiales (entre $z = D$ y $z = 2D$) dependiendo de las condiciones del forzado. No es apreciable el hecho de que la estructura esté constituida por vorticidad negativa, salvo quizá en la tercera fase de la figura 6.13b (1), y esto sólo en el campo cercano.

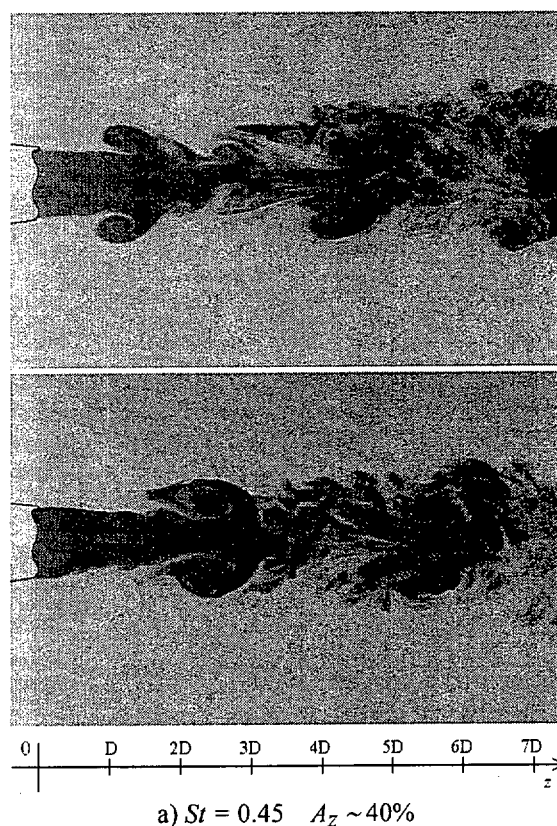


Figura 6.12. Cortes longitudinales. El flujo se desarrolla de izquierda a derecha. La tobera aparece en el margen izquierdo con un valle en la parte inferior y un vértice en la superior.

El desarrollo de la estructura, mostrado por las imágenes tomadas a diferente fase, es similar al comentado para el caso de la sección anterior (figura 6.6 y siguientes), salvo el aumento de las estructuras de pequeña escala que hacen más compleja la geometría. Además, las estructuras parecen perder su anclaje acimutal a partir de $z = 4D$ ó $5D$, disminuyendo la diferencia tan marcada que aparece en el campo cercano entre las zonas de vértice y valle. Estos efectos se podrán analizar mejor en las imágenes transversales de las figuras 6.16 a 6.20.



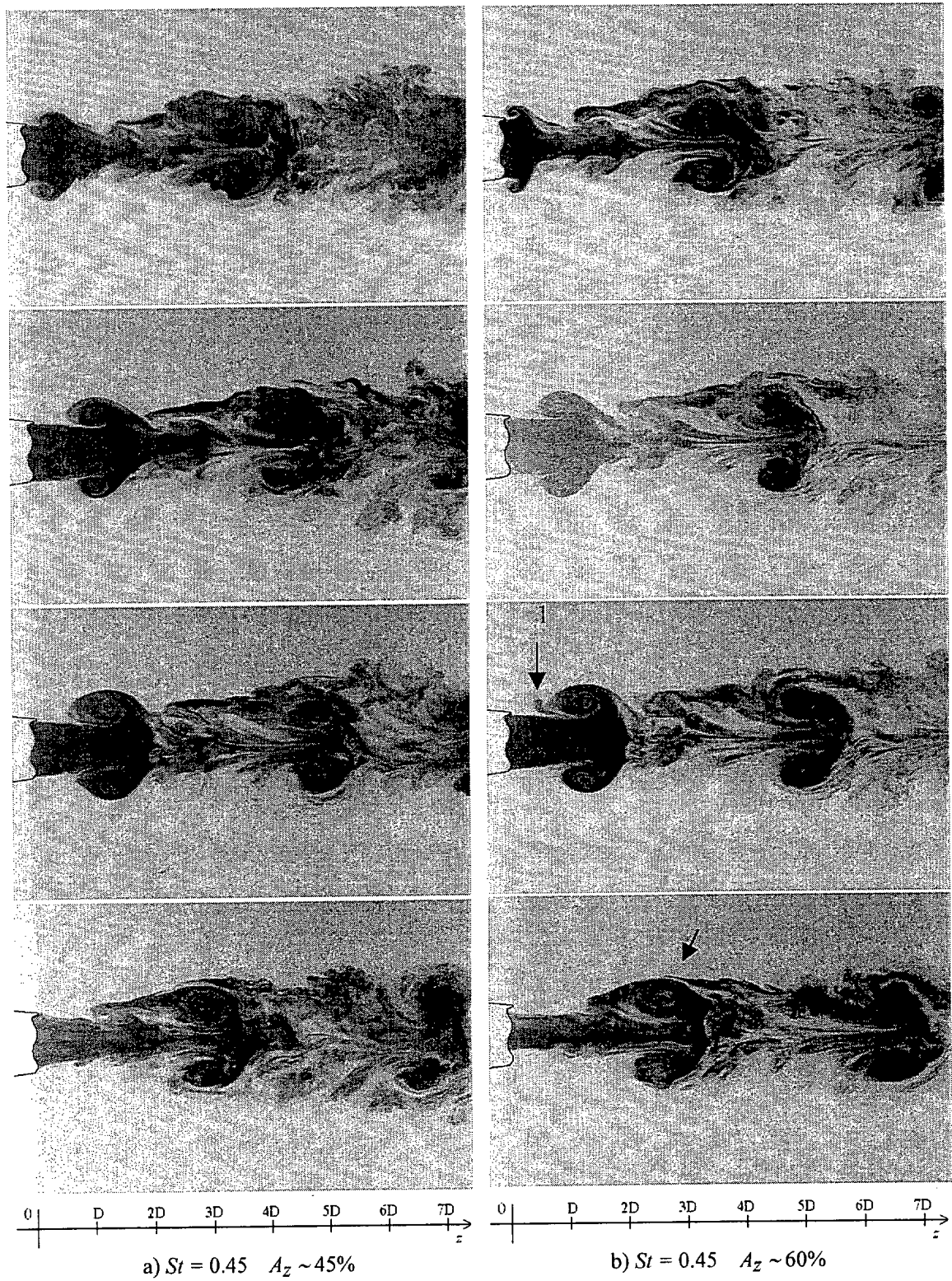


Figura 6.13. Cortes longitudinales. El flujo se desarrolla de izquierda a derecha. La tobera aparece en el margen izquierdo con un valle en la parte inferior y un vértice en la superior.

Las imágenes de la figura 6.14, por su parte, muestran el desarrollo del flujo para configuraciones a mayor amplitud de forzado, lo que da lugar a estructuras de avance en valle. Como era de esperar por la información de la figura 3.9 y por las observaciones realizadas en el flujo de la sección anterior, la aparición de estas estructuras sucede a amplitudes de forzado muy altas.

La estructura lateral es difícil de apreciar porque, como dijimos inicialmente, la visualización se realiza sembrando únicamente el chorro interior, y la estructura, de acuerdo a los razonamientos de capítulos anteriores, se genera debido a la existencia de la corriente exterior. Más aún, el aumento de la amplitud de forzado provoca la succión al interior del chorro de una mayor cantidad de fluido exterior (en este sentido, consúltese el breve estudio de la sección 3.3). Por tanto, la estructura aparecerá con una concentración de colorante relativamente menor que en los casos anteriores.

En las imágenes, se señalan con flechas las zonas de aparición de esta estructura para facilitar su seguimiento, ya que su presencia es muy tenue. Se observa que el comportamiento es similar al observado antes. Inicialmente la estructura surge antecediendo a una estructura primaria, la cual genera una inducción que la fuerza a describir un semicírculo alrededor de ella, quedando aguas abajo y ganado en el proceso una cierta envergadura lateral. En este caso, la gran longitud de onda entre estructuras primarias parece influir negativamente en dicho avance lateral, ya que el siguiente anillo de vorticidad positiva queda muy lejos aguas arriba, y el efecto que parece dominar es el de la inducción del anillo sobre el que ha realizado el giro, que ahora tiende a acercarla al eje del flujo.

El proceso parece bastante similar en los dos casos, notándose únicamente un aumento de la longitud de onda de la estructura primaria con el aumento de la amplitud de forzado. Este efecto será comentado más adelante. Nótese que en la primera y, sobre todo, en la segunda fase de la figura 6.14b se observa claramente que la estructura lateral corresponde a un anillo fuertemente ondulado en la dirección acimutal, observándose estructuras tanto en valle como en vértice. La parte de vértice cuenta con un menor desarrollo lateral y desaparece antes, interaccionando con la estructura secundaria en el fuste.

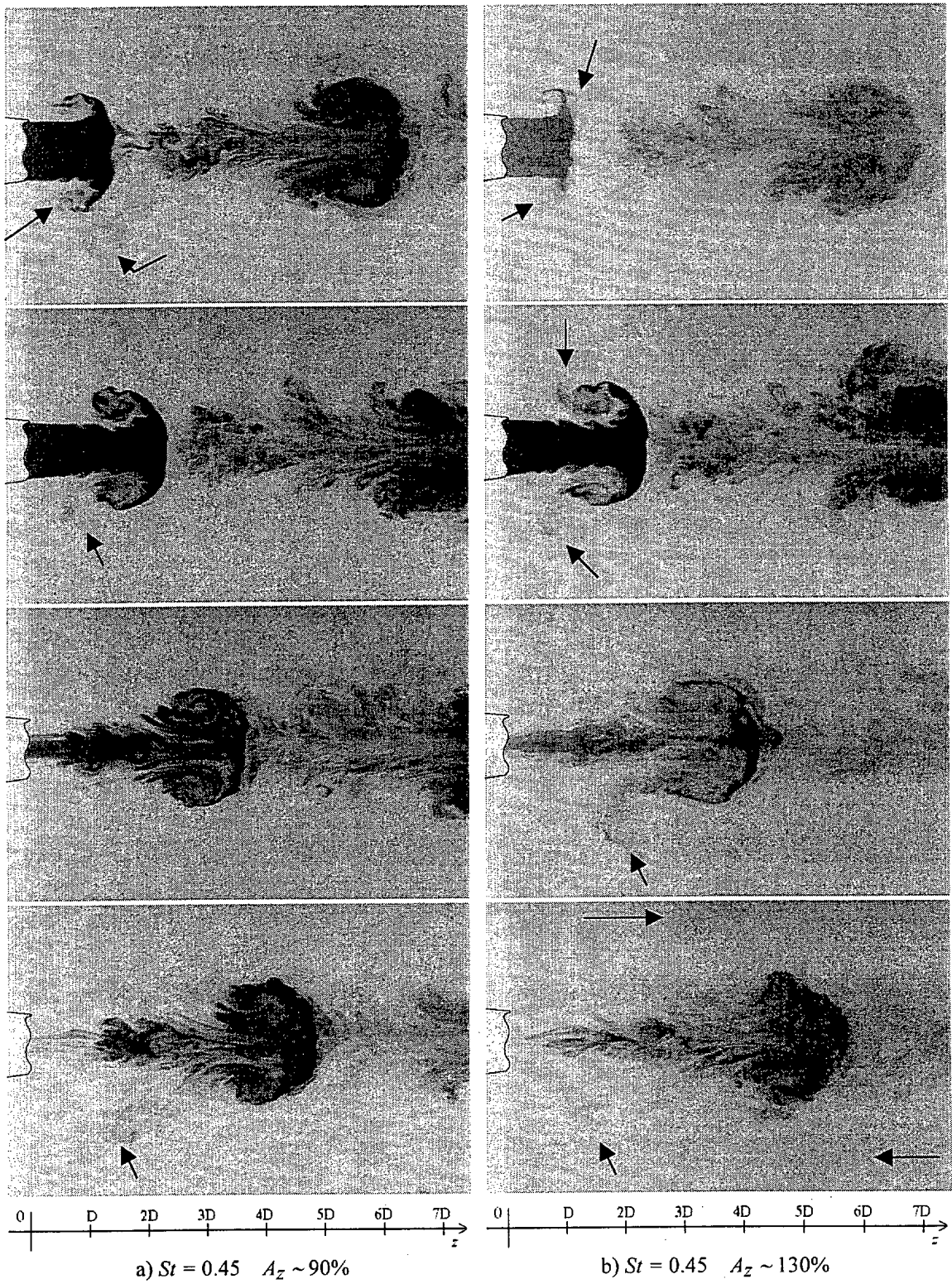


Figura 6.14. Cortes longitudinales para cuatro fases de la señal de forzado. El flujo se desarrolla de izquierdo a derecha. La tobera aparece en el margen izquierdo con un valle en la parte inferior y un vértice en la superior. Las flechas muestran la localización de la estructura terciaria, que es muy tenue.

La estructura terciaria desaparece esporádicamente del campo de visión o resulta extremadamente tenue. Podría pensarse que la estructura resulta a veces reabsorbida por el flujo interior. Sin embargo, existen dos efectos que pueden explicar esta desaparición: el rápido mezclado o la pérdida del anclaje acimutal debido a perturbaciones del flujo. Este segundo efecto (la pérdida del anclaje acimutal) puede notarse en la aparición de una estructura de gran avance lateral en vértice en la última fase de la figura 6.14b. Esta estructura estaría anclada en un valle adyacente, pero su estructura acimutal resulta perturbada y su cabeza es visible en vértice. Aunque en estas imágenes la evidencia es muy circunstancial, este comportamiento podrá observarse claramente en los cortes transversales del flujo.

La figura 6.15 muestra el comportamiento medio de las cinco configuraciones observadas. Si se compara esta información con la de las imágenes de la figura 6.2 para el flujo natural, se observará que la mayor diferencia existe en el campo cercano, entre la salida y $z = D$. En esa zona se produce el rápido desarrollo de las estructuras de vorticidad primarias, que en el caso natural surgen más aguas abajo y se desarrollan más lentamente. Este desarrollo es más violento conforme se aumenta la amplitud de forzado.

Posteriormente, el comportamiento del flujo medio es más similar al del flujo natural. La apertura del flujo en $z = 7D$ es similar a la del caso natural ($\sim 2.5D$) para baja amplitud de forzado, y aumenta levemente al aumentar ésta. En los casos 2 y 3 es posible apreciar una mayor concentración de fluorescente en la zona alineada con vértice. Esto no supone un aumento de la sección del chorro, sino solo una reorganización interna.

Por último, al continuar el aumento de la amplitud, pasamos a una configuración en que el flujo no parece abrirse lateralmente, mas allá del momento en el que las estructuras primarias han alcanzado su total desarrollo. Se puede argumentar que esto sucede debido a que las estructuras de avance lateral en valle no contienen masa considerable de la corriente interior. Por otro lado, el rápido proceso de eyección en valle hace que la estructura de vorticidad desaparezca rápidamente de la zona de influencia de la primaria, no favoreciendo la desestabilización de la estructura primaria y, por tanto, no influyendo en las características del flujo medio.

Las imágenes de las figuras 6.16 a 6.20 proporcionan cortes transversales del flujo por planos perpendiculares al eje del flujo y situados a distancias axiales de la salida entre $D/2$ y $8D$. Con esta información se puede completar la visión tridimensional del flujo.

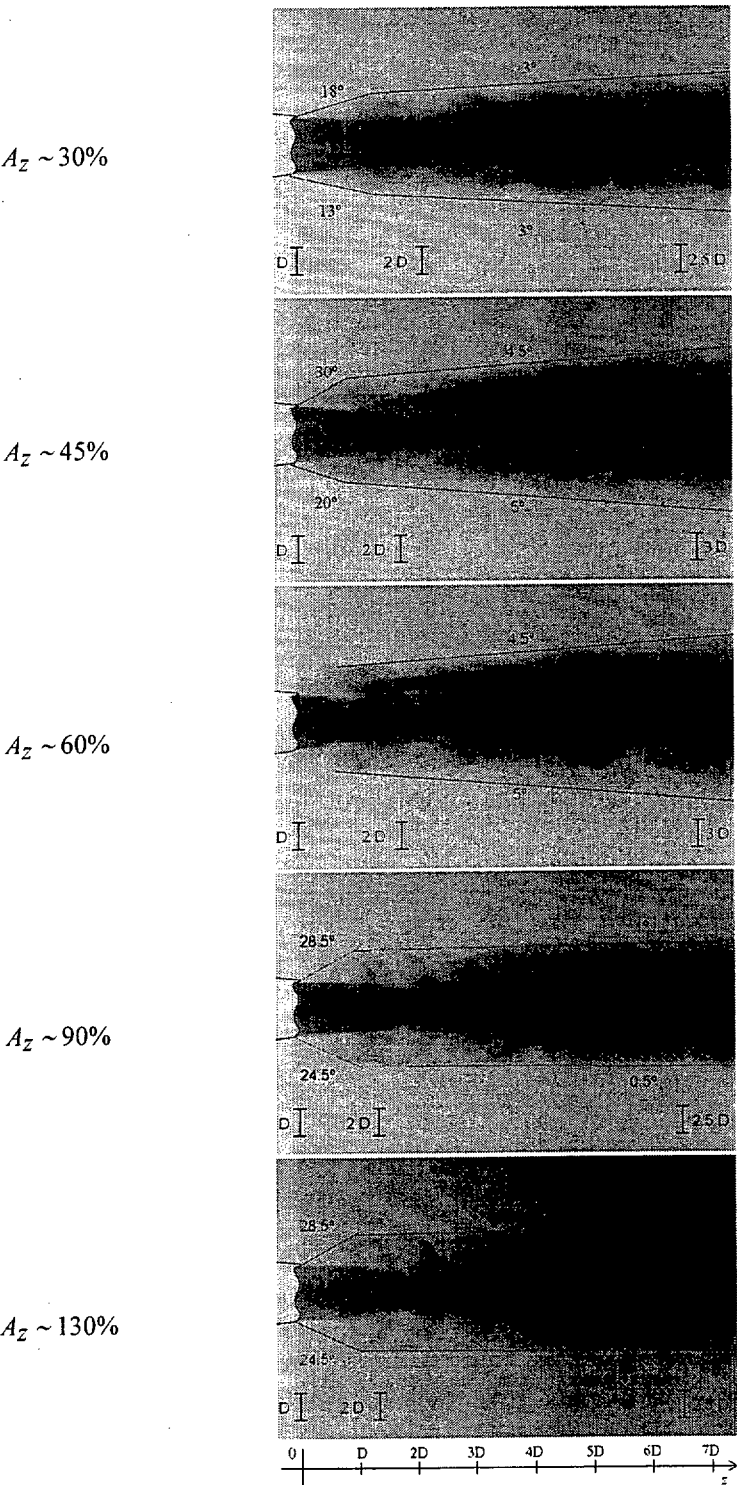


Figura 6.15. Cortes longitudinales. Datos del flujo: $Re_D = 7000$, $u_R = 0.7$, $St = 0.45$. Flujos medios para las cinco configuraciones presentadas, con una aproximación a la apertura del chorro en cada caso. Las medias se realizan sobre 64 imágenes instantáneas tomadas a 8 fases equiespaciadas a lo largo de un periodo de la señal de forzado axial. El flujo se desarrolla de izquierda a derecha. La tobera aparece en el margen izquierdo con un valle en la parte inferior y un vértice en la superior.

Se estudiaron ocho configuraciones definidas por las condiciones del tercer caso de la tabla 6.2 y amplitudes de forzado crecientes entre 30 y 130% aproximadamente. Para cada configuración, se realizaron medidas en ocho fases equiespaciadas a lo largo de un periodo de la señal de forzado. De todas las imágenes obtenidas se ha seleccionado un número pequeño, que contenga la información de interés y no resulte redundante. Por tanto, no se mostrarán las ocho configuraciones en cada caso, sino aquellas que resulten en organizaciones claramente distintas. Tampoco se mostrarán todas las fases de cada configuración, sino las que resulten suficientes para definir la variación axial de la geometría acimutal. Por último, no se dará aquí información sobre el valor de la amplitud de forzado axial, ya que este dato no puede extraerse de estos experimentos más que aproximadamente, por lo que se ha preferido dar una información cualitativa (imágenes ordenadas en cada figura de arriba abajo para amplitudes crecientes entre 30 y 130%) en vez de cuantitativa.

La primera impresión que se obtiene al observar los cortes de las figuras 6.16 a 6.20 es que la organización acimutal del flujo es más estable que la longitudinal. En este sentido hay que tener en cuenta que las tres primeras figuras muestran cortes en el campo cercano, donde las imágenes longitudinales también mostraban estructuras cuasi-laminares. Aparte de esto, debe tenerse en cuenta que el campo de deformaciones creado sobre el flujo está dominado por las estructuras primarias. Este campo será intenso, dada la alta concentración de vorticidad (debida al forzado axial) en estas estructuras. Como la estructura primaria tiene un desarrollo prácticamente bidimensional en el campo cercano, el campo de deformaciones será igualmente bidimensional, suponiendo un fuerte estiramiento en la dirección axial. Esto anclará y concentrará las estructuras de vorticidad axial, potenciando su estabilidad ante perturbaciones espúreas generadas aguas arriba.

Las imágenes de la figura 6.16 muestran cortes transversales para $z = D/2$. Para este caso, las cinco configuraciones anteriores pueden simplificarse en cuatro, ya que no se aprecian diferencias geométricas entre las dos últimas. Las cuatro imágenes de la derecha muestran que, independientemente de la amplitud de forzado, la estructura secundaria en los fustes inicia su desarrollo anclándose siempre en idénticas posiciones. La amplitud de forzado determina la intensidad con que la estructura secundaria provoca la ondulación de la capa de mezcla. Se puede suponer que esta relación se debe a que la intensidad del campo de deformaciones axial

aumenta con la intensidad de forzado, permitiendo una mayor concentración de la vorticidad axial según el mecanismo de Corcos y Lin.

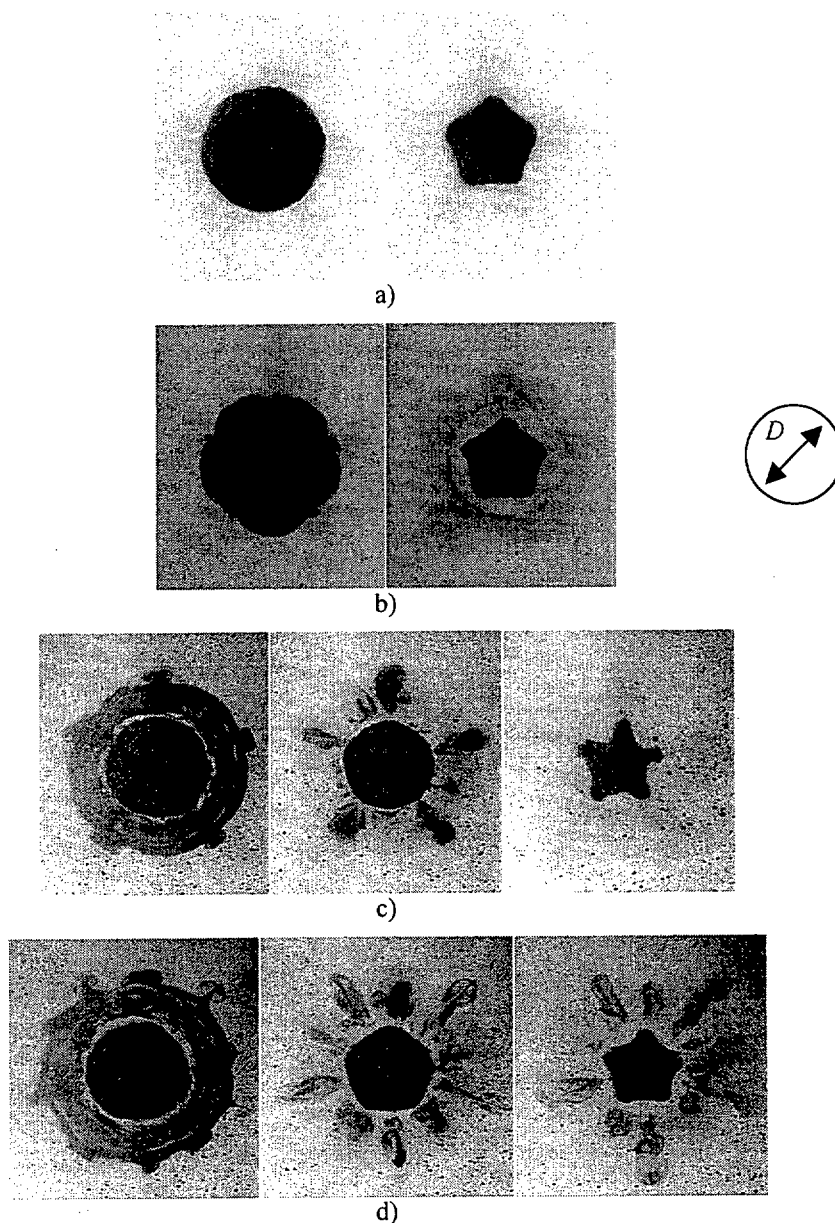


Figura 6.16. Cortes transversales del flujo a $z = D/2$. Datos del flujo: $Re_D = 7000$, $u_R = 0.7$, $St = 0.45$. La amplitud de forzado aumenta de arriba a abajo y la fase de izquierda a derecha. A la derecha de las imágenes b) aparece la escala del flujo.

En cuanto a la estructura exterior, se observa su anclaje en vértice para baja amplitud de forzado. Inicialmente (figura 6.16a) el arrollamiento de los filamentos axiales de vorticidad es inapreciable, pero según aumentamos la amplitud de forzado (b, c) comienza a hacerse patente, al tiempo que el corte transversal de los anillos de vorticidad positiva revela un arrollamiento

más rápido de estas estructuras. Para el caso (c) se comienza a observar el avance de la estructura exterior en el fuste, tal y como se recoge en las imágenes longitudinales. En el caso (d), la localización de la estructura exterior cambia a valle, aunque se mantienen los arrollamientos, más débiles, en vértice. Este caso se parece, por tanto, al “*doubling mode*” de [Lasheras, Liñán, Lecuona y Rodríguez. 1992], aunque, como se ve en el fuste, el avance es dominante en valle. Nótese, en la segunda imagen de la serie, la organización en forma de par de filamentos combados (fuera del plano) de la estructura terciaria en las zonas de valle, de forma similar a lo observado en los experimentos laminares del capítulo 3. En este último caso, la estructura exterior se puede reconocer como la estructura terciaria observada en dichos experimentos.

Las imágenes de la figura 6.17 muestran cortes transversales para $z = D$. En general se observan configuraciones similares a las anteriores, pero con una mayor concentración de todas las estructuras. Se ha añadido la configuración (d), que representa un estado intermedio entre las configuraciones (c) y (e).

Las cinco imágenes de la derecha muestran la paulatina concentración de la estructura secundaria. Desde la configuración de la figura 6.17b en adelante se empieza a ver claramente los arrollamientos producidos por dicha estructura. En el caso (e) se observa cómo la estructura se mantiene en la zona, incluso cuando la masa existente ha sido casi completamente succionada por las estructuras primarias.

Las cinco imágenes de la izquierda muestran, por su parte, la organización acimutal en la zona del vórtice primario. Esta organización tampoco difiere considerablemente de la observada anteriormente, salvo por la mayor concentración de las estructuras de vorticidad axial. Resulta interesante notar como las configuraciones (a) y (b) de la figura 6.17 tienden a parecerse a las configuraciones (b) y (c) de la figura 6.16 respectivamente, caracterizadas por mayores amplitudes de forzado, pero localizadas en una posición previa del desarrollo.

La segunda fase de la configuración (c) muestra la organización de la estructura exterior en el fuste. En este caso, se sitúa paralela y por el exterior de la estructura secundaria. Pueden observarse claramente los arrollamientos que indican concentraciones de vorticidad en la zona. La configuración geométrica es muy similar a la observada en la figura 6.8, excepción hecha de la envergadura axial en relación con la longitud de onda de la estructura primaria. En este caso

la estructura exterior no se desarrolla a lo largo de todo el fuste, a causa de la mayor longitud de onda de la estructura primaria.

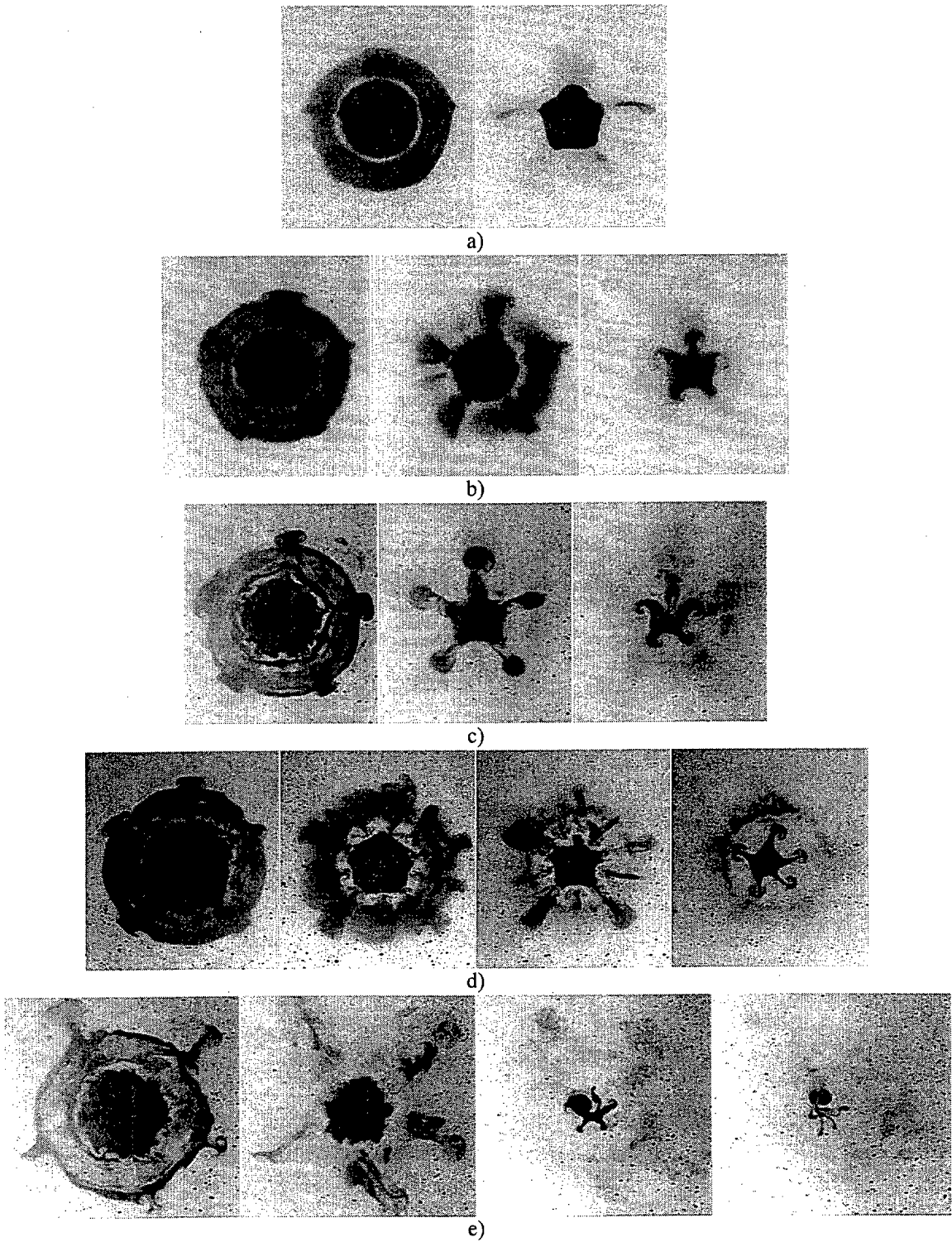


Figura 6.17. Cortes transversales del flujo a $z = D$. Datos del flujo: $Re_D = 7000$, $u_R = 0.7$, $St = 0.45$. La amplitud de forzado aumenta de arriba a abajo y la fase de izquierda a derecha.

Las imágenes de la figura 6.17e muestran una configuración clara de avance en valle, que se corresponden con los cortes longitudinales mostrados en la figura 6.14. Se observa que la estructura se mantiene en la zona del anillo positivo y se ha retrasado solo ligeramente. Asimismo, puede apreciarse que el vórtice parece producir un gran mezclado en su interior, en vez de la estructura laminar en muchas capas enrolladas, sin mezclado relevante entre ellas, que aparecía en el caso laminar o los casos intermedios de las imágenes para menor amplitud de forzado. Por último, conviene observar que, pese a anclarse en las cinco posiciones de valle, las estructuras tienen tendencia a mostrarse afectadas por pequeñas perturbaciones del flujo, perdiendo su exacto anclaje acimutal. Este efecto es más claro cuanto mayor es el desarrollo lateral de la estructura y puede provocar que ésta pase desapercibida en los cortes longitudinales, como se comentó en su momento. Por ejemplo, en la segunda fase del caso (d), la estructura en la parte inferior no hubiera resultado completamente visualizada (desapareciendo la cabeza) en un corte longitudinal.

La configuración (d) es, como hemos dicho, un caso intermedio entre las anteriores. El interés recae en la segunda y tercera fases. En la segunda, en el anillo claro que separa el núcleo del chorro interior de la parte exterior del arrollamiento, pueden observarse 10 pares de arrollamientos (con forma de seta, mirando hacia el interior). La continuidad supuesta de estos filamentos, que deben unirse los unos a los otros para formar el inicial anillo de vorticidad negativa, debería dar lugar al “*doubling mode*” de [Lasheras, Liñán, Lecuona y Rodríguez. 1992], un número doble de estructuras de avance lateral, ancladas tanto en vértice como en valle. Si se observa la siguiente imagen puede verse cómo la estructura en vértice aparece más marcada y más cercana al anillo primario, y la de valle no resulta completamente apreciable, pero parece más alejada del anillo (en dirección aguas arriba).

La figura 6.18 muestra cortes transversales para $z = 2D$. Las cinco configuraciones muestran cuatro casos de avance en vértice y uno en valle. En esta elección influye la variedad de configuraciones acimutales diferentes en vértice y la complejidad de las estructuras de avance en valle, debida a la alta amplitud de forzado necesaria para generarlas en el presente flujo.

La configuración (a) muestra pocas diferencias con la configuración (b) de la figura anterior, confirmando una tendencia apuntada antes.

Las configuraciones (b) y (c) muestran la intensificación de la estructura de avance lateral en vértice mostrada anteriormente. La estructura ya cubre aproximadamente todo el fuste entre

estructuras primarias. Resulta también apreciable como empiezan a crecer pequeñas perturbaciones que desestabilizan la geometría laminar de las estructuras.

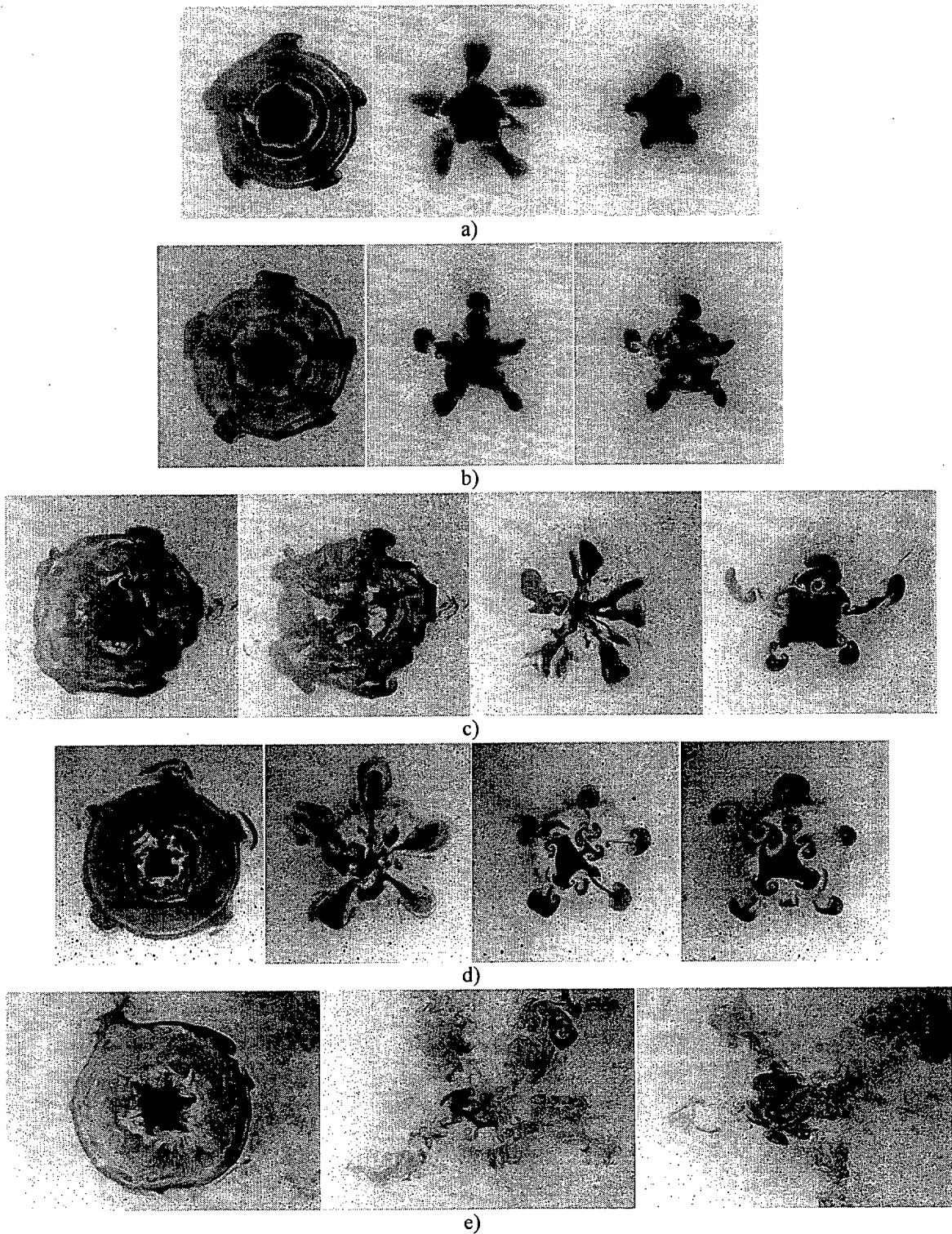


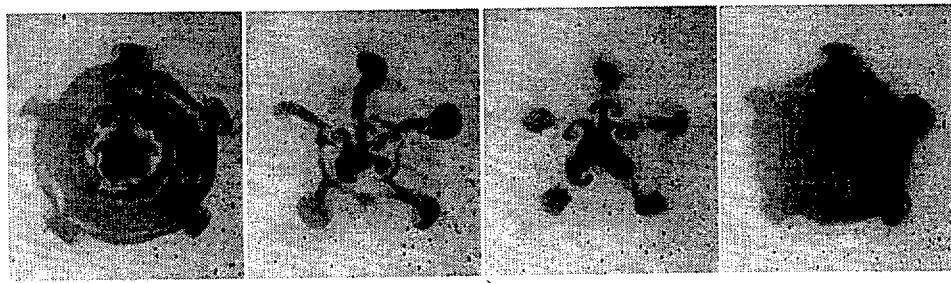
Figura 6.18. Cortes transversales del flujo a $z = 2D$. Datos del flujo: $Re_D = 7000$, $u_R = 0.7$, $St = 0.45$. La amplitud de forzado aumenta de arriba abajo y la fase de izquierda a derecha.

La configuración (d) muestra cómo, para mayor amplitud de forzado, la estructura lateral tiene un mayor desarrollo aguas abajo y, tras cubrir el fuste, progresa sobre el anillo de vorticidad siguiente (e, incluso, sobre la estructura de avance en valle que existe sobre dicha estructura). Dicho avance sobre el vórtice y el fuste vecino es observable en la primera y segunda fase de la configuración (d). En la segunda, además, se aprecia cómo la estructura procedente del fuste anterior envuelve a la que se desarrolla inicialmente en el actual. Por último, al seguir aumentando la fase, la estructura más exterior termina por desaparecer.

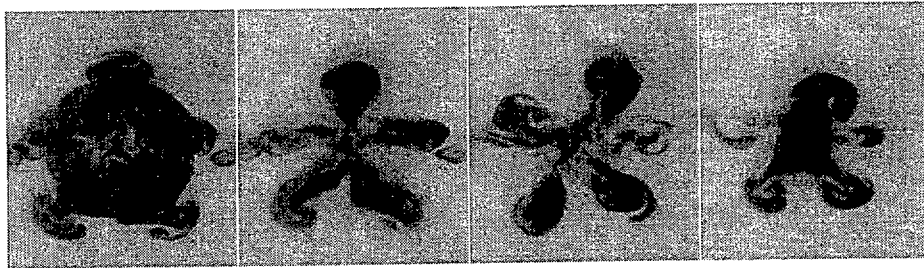
La configuración (e) muestra la aparición de estructuras laterales de gran tamaño alineándose en inicio con valle. Como se comentó anteriormente, dicha alineación acimutal se pierde, conforme la estructura se desarrolla lateralmente. Nótese que su recorrido lateral no es muy grande, en comparación con el tamaño del anillo positivo, aunque sí se relaciona con la sección del chorro interior en el fuste. El resto de la información de las imágenes resulta redundante con lo expuesto anteriormente.

La figura 6.19 muestra cortes transversales para $z = 4D$. Las configuraciones (a) y (b) muestran estructuras similares a las observadas más cerca de la salida para amplitudes de forzado mayores. La configuración (c) muestra la organización de una configuración de avance en valle cuando el fuste pierde su continuidad, como resultado de la succión (por la acción de las estructuras primarias) de toda la masa que había inicialmente en la zona. En la zona entre estructuras primarias permanecen ciertas estructuras axiales, altamente perturbadas y sin coherencia acimutal. Por el contrario, en la zona del anillo primario se observa como, tanto en el interior como en el exterior, se mantienen los patrones acimutales laminares anclados en posiciones de vértice.

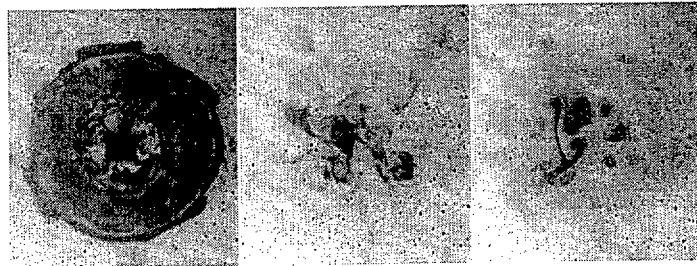
Por último, el caso (d) muestra una configuración de avance en valle. Tanto el anillo de vorticidad como las estructuras laterales aportan poca información, ya que son apenas distinguibles sus fronteras. Esto puede atribuirse nuevamente a un alto mezclado en el interior de las estructuras.



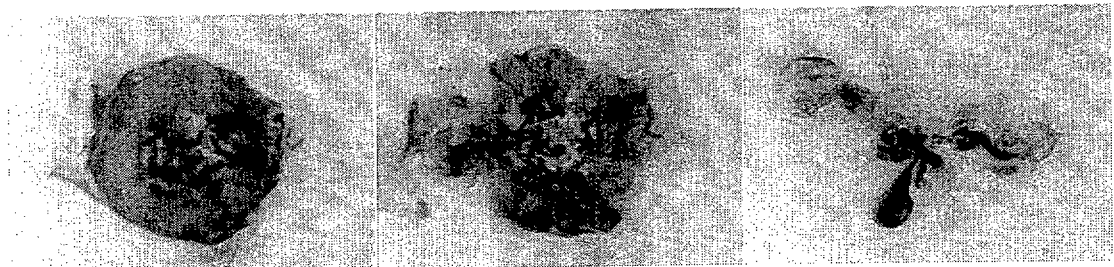
a)



b)



c)



d)

Figura 6.19. Cortes transversales del flujo a $z = 4D$. Datos del flujo: $Re_D = 7000$, $u_r = 0.7$, $St = 0.45$. La amplitud de forzado aumenta de arriba abajo y la fase de izquierda a derecha.

La figura 6.20 muestra cortes transversales a la mayor distancia investigada, $z = 8D$. En este caso nos hemos restringido a tres configuraciones. En la configuración (a) puede observarse como la información de fase (marcada diferencia entre fuste y anillo de vorticidad) comienza a desvanecerse. Esto significaría el paso del flujo a turbulencia claramente desarrollada. Curiosamente, en los casos (b) y (c), de mayor amplitud de forzado, se observa una mayor coherencia de fase. Este efecto podría deberse a la mayor intensidad de los anillos de

vorticidad, que tienden a perpetuarse en el flujo. El efecto es inesperado, pero no ha sido estudiado a fondo, ya que el presente trabajo pretende circunscribirse al campo más cercano.

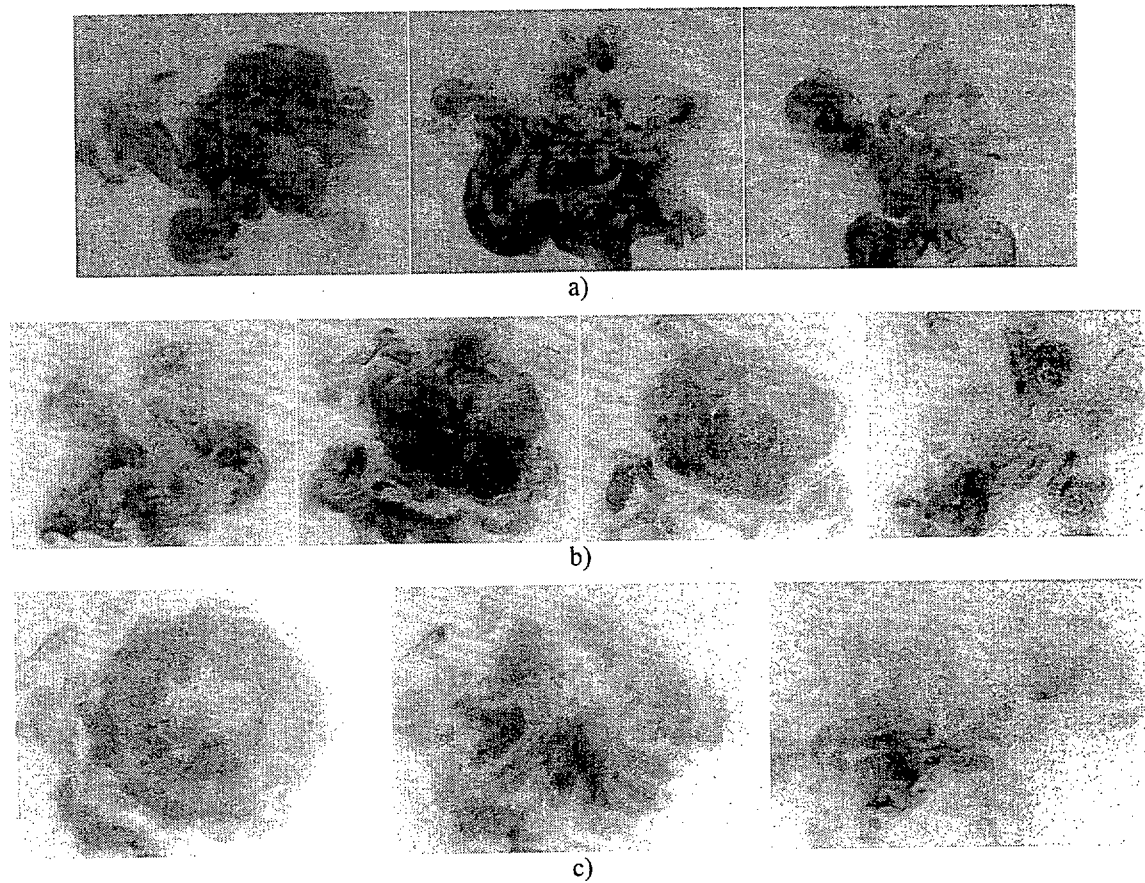


Figura 6.20. Cortes transversales del flujo a $z = 8D$. Datos del flujo: $Re_D = 7000$, $u_R = 0.7$, $St = 0.45$. La amplitud de forzado aumenta de arriba abajo y la fase de izquierda a derecha.

6.3 *Medidas mediante PIV*

Como complemento a los estudios de visualización presentados en el capítulo 3 y en la sección anterior, se han realizado medidas de velocidad simultáneas en todo el campo fluido mediante la técnica de PIV. Una breve presentación de la técnica de medida y del sistema experimental utilizados ha sido realizada en los capítulos 4 y 5.

Las magnitudes fundamentales en nuestro estudio son la vorticidad y la deformación. La obtención de ambas permite caracterizar el comportamiento dinámico del flujo. A partir de las medidas de PIV, en forma de matriz bidimensional de vectores de dos dimensiones sobre el plano de medida, se puede extraer información cuantitativa sobre dichas magnitudes. El propio campo de velocidades aporta también información relevante, aparte de la existencia de otras variables relacionadas (la presión, la tercera componente de la velocidad, etc.) de las que se puede obtener información. Toda esta información hace posible un análisis más profundo y exacto de los procesos dinámicos que se desarrollan en el campo cercano del flujo.

Se han realizado medidas para ocho configuraciones distintas del flujo de la sección 6.2.2.2, definidas por amplitudes de forzado crecientes. En este capítulo presentaremos solamente dos configuraciones, que definen las dos situaciones límite observadas en la citada sección (caso de avance lateral explosivo en valle y caso de avance lateral lento en vértice). Las razones de esta restricción son de espacio y para evitar la reiteración continua de características similares. Las características de las configuraciones elegidas se dan en la tabla 6.3.

	Re	u_R	A_z	St
Configuración de avance en valle	7700	0.7	0.9	0.45
Configuración de avance en vértice	7700	0.7	0.5	0.45

Tabla 6.3. Condiciones de los dos ensayos realizados

6.3.1 *Medida de velocidad*

Las figuras 6.21 y 6.22 muestran el campo de velocidades en el campo cercano del flujo para dos configuraciones distintas, de alta y baja amplitud de forzado respectivamente.

Cada figura muestra ocho mapas para ocho fases equiespaciadas de la amplitud de forzado. El flujo se desarrolla de izquierda a derecha y un esquema de la tobera dentada aparece en el margen izquierdo de cada imagen, mostrando un valle abajo y un vértice arriba. A cada vector se le ha restado la velocidad media del flujo, que se especifica en cada caso y es igual para todas las fases. El motivo es facilitar la observación de las estructuras de vorticidad, que se moverán a velocidades cercanas a dicha media (velocidad convectiva de la capa de cortadura). Para las imágenes de alta amplitud de forzado (figura 6.21) la medida cubre una zona menor que para el caso de baja amplitud (figura 6.22). En ese caso, la medida se ha centrado en el valle, ya que es en esta zona donde se desarrollan los fenómenos de interés. Al hacerlo se ha limitado el área de medida, pero se ha incrementado la resolución espacial, y por tanto la resolución en velocidades.

Las figuras permiten apreciar claramente la aparición y desarrollo de los anillos de vorticidad que forman la estructura primaria del flujo. La estructura terciaria no resulta evidente, debido a su baja intensidad relativa (aunque eventualmente pueden detectarse las pequeñas irregularidades que produce en el flujo) y la estructura secundaria no puede ser captada con estas medidas longitudinales. Los mapas muestran cómo el forzado del flujo provoca una variación apreciable en la velocidad axial a lo largo del eje de simetría del flujo. Este efecto es más claro en los mapas de la figura 6.21, donde la amplitud de forzado es mayor.

En los mapas para fases entre 45° y 180° de la figura 6.21 se puede observar que el anillo sufre una expansión radial al surgir de la tobera, por lo que su eje anular no corresponde a la circunferencia de salida, sino que es mayor. Este comportamiento es natural en los anillos de vorticidad aislados, y puede observarse, por ejemplo, en [Van Dyke 1982, 76 y 112]

Existen dos cuestiones que pueden estudiarse con la información de estas figuras: la velocidad de propagación de los anillos de vorticidad primarios y la variación del campo de velocidades junto al labio de la tobera. El estudio de la velocidad de propagación de la estructura primaria permite escalar correctamente la posible interacción entre estructuras contiguas a través de su longitud de onda. El estudio del campo de velocidades a la salida, por su parte, nos permite validar las hipótesis realizadas en el capítulo 3, que son la base de un modelo explicativo de los procesos que originan la variación entre organización de avance en valle y en vértice. De estos temas se tratará posteriormente, en el capítulo 7 de discusión de resultados.



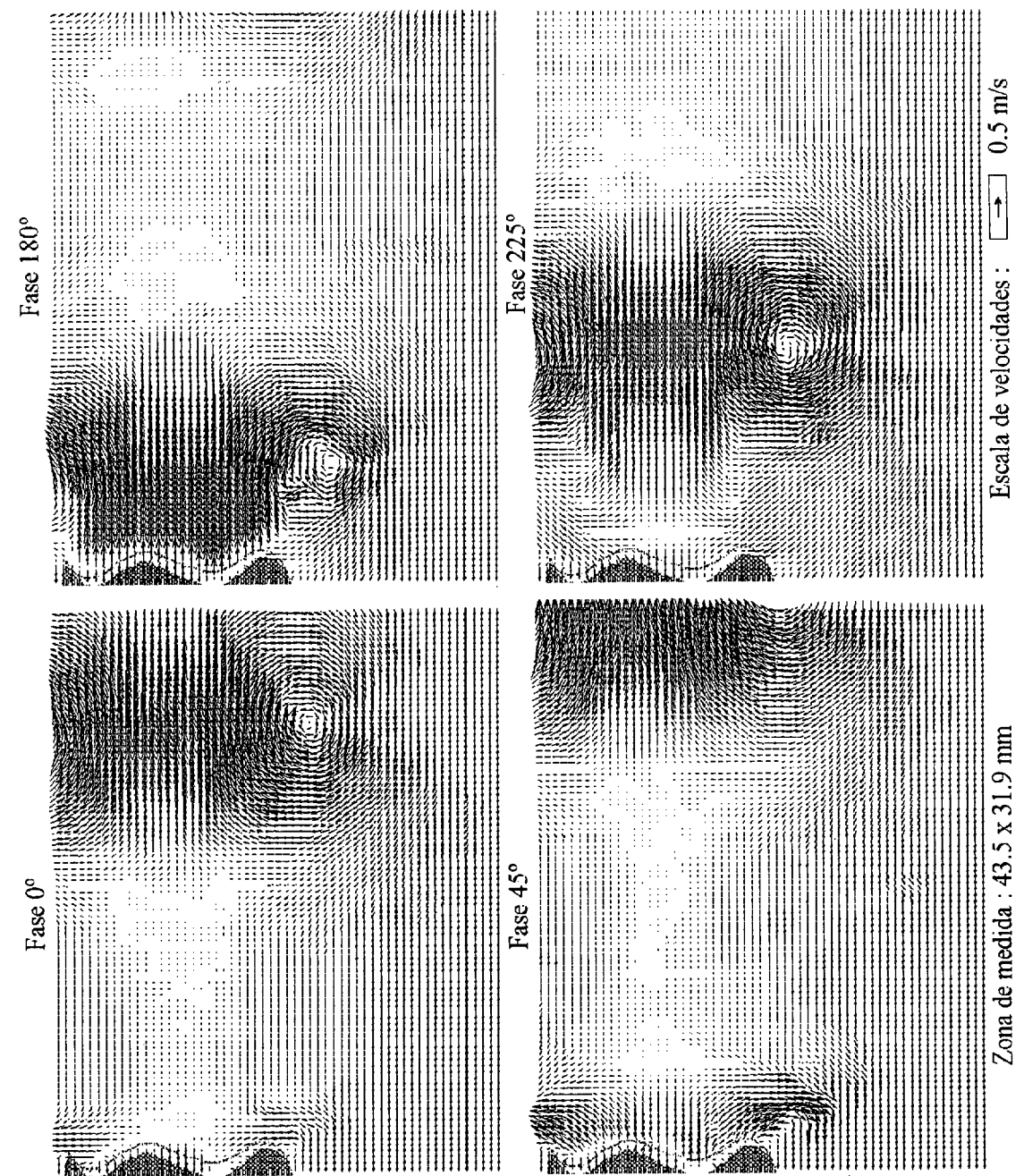


Figura 6.21. Mapas de velocidad para ocho fases equiespaciadas de la señal de forzado axial. Configuración de avance en valle; $Re = 7700$; $u_R = 0.7$; $A_z = 0.9$; $St = 0.45$. La magnitud de la velocidad mostrada no es la real, sino su diferencia frente a la media ($0.275 u_z$).

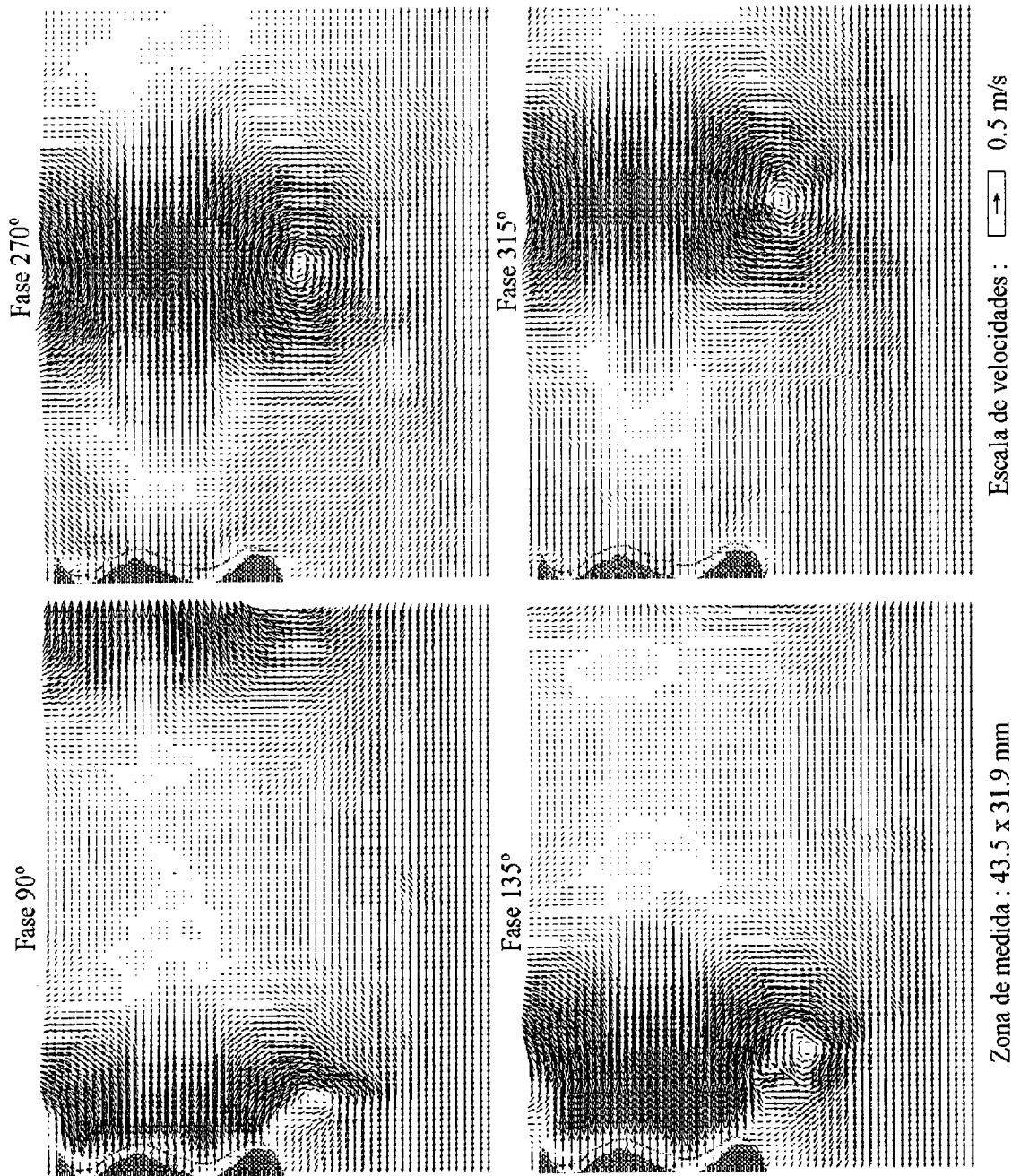


Figura 6.21(cont). Mapas de velocidad para ocho fases equiespaciadas de la señal de forzado axial. Configuración de avance en valle; $Re = 7700$; $u_R = 0.7$; $A_z = 0.9$; $St = 0.45$. La magnitud de la velocidad mostrada no es la real, sino su diferencia frente a la media ($0.275 u_z$).

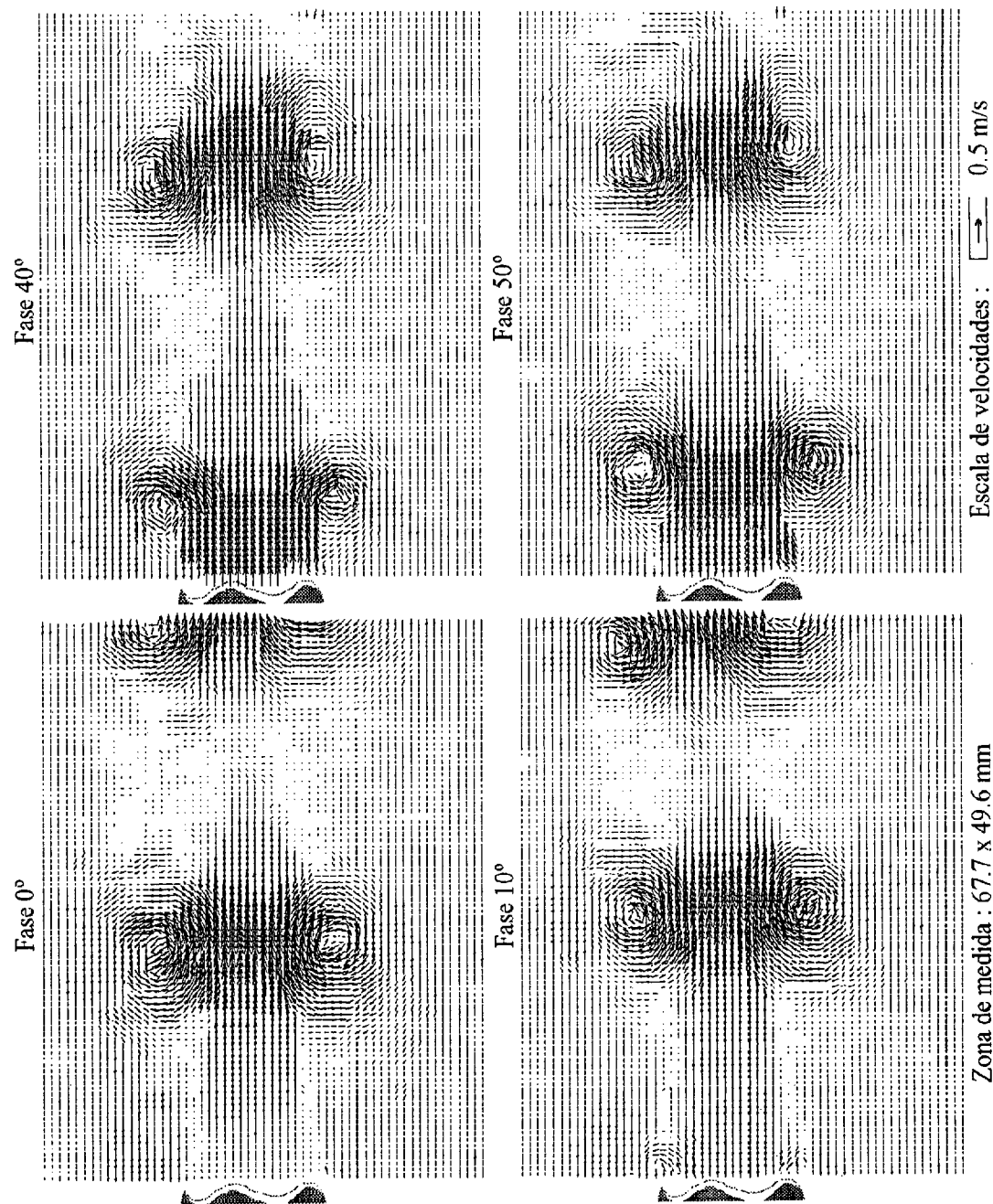


Figura 6.22. Mapas de velocidad para ocho fases equiespaciadas de la señal de forzado axial. Configuración de avance en vértice; $Re = 7700$; $u_R = 0.7$; $A_z = 0.5$; $St = 0.45$. La magnitud de la velocidad mostrada no es la real, sino su diferencia frente a la media ($0.228 u_z$).

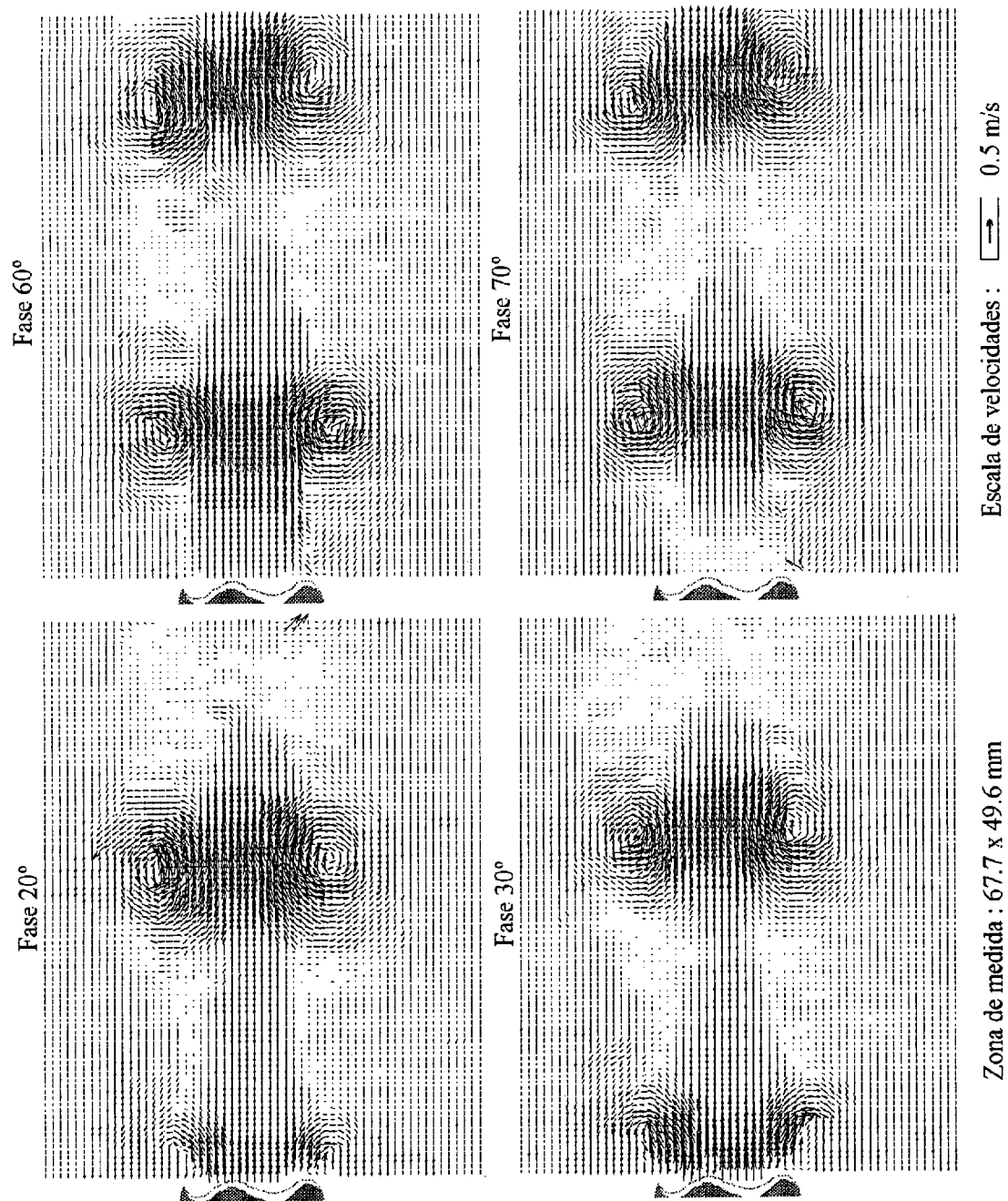


Figura 6.22 (cont.). Mapas de velocidad para ocho fases equiespaciadas de la señal de forzado axial. Configuración de avance en vértice; $Re = 7700$; $u_R = 0.7$; $A_z = 0.5$; $St = 0.45$. La magnitud de la velocidad mostrada no es la real, sino su diferencia frente a la media ($0.228 u_z$).

6.3.1.1 Velocidad de propagación de la estructura primaria.

La velocidad de propagación de los vórtices primarios en un flujo no perturbado es aproximadamente la velocidad de la capa de cortadura, despreciando interacciones entre vórtices (*pairing*, etc.). Esta velocidad es la media entre las velocidades libres de las dos corrientes paralelas. En nuestro caso, como acabamos de mencionar, la velocidad del chorro interior no es constante, debido al forzado de amplitud finita. El objetivo que nos proponemos en esta subsección es comprobar si la estructura, al aparecer en el momento de máxima velocidad interior, se mueve a una velocidad media definida por dicha velocidad máxima en vez de por la velocidad media del chorro interior. Esto, en último caso, mostraría una influencia de la amplitud de forzado en la longitud de onda de la estructura primaria, parámetro relevante en el comportamiento dinámico del flujo. Esta influencia ha sido observada repetidas veces en las medidas de visualización, pero dada la ausencia de medidas cuantitativas, solo puede ser estudiada ahora.

En la figura 6.23 se muestran dos gráficas, para condiciones similares a las de las dos configuraciones presentadas anteriormente. Las gráficas muestran la velocidad media real de la estructura primaria entre diversas posiciones axiales y su comparación con la velocidad media, calculada suponiendo que la estructura se mueve en cada instante a la velocidad media local de la capa de cortadura. Cuando el vórtice se mueva libre, esta velocidad debiera ser:

$$U_z = \frac{u_{i,max} + u_o}{2} \quad (6.1)$$

Se considera que la forma más fiable de medir la velocidad de la estructura es medir la velocidad media en su transito a lo largo de un ciclo de la señal de forzado. Para ello, se ha medido la distancia entre los núcleos de dos vórtices contiguos, presentes en una medida del campo fluido. La velocidad media del vórtice, promediada para la zona comprendida entre las posiciones de los dos vórtices medidos, se calcula dividiendo dicha distancia por el tiempo de un ciclo, es decir, la inversa de la frecuencia de la señal de forzado. En los gráficos viene representada por un cuadrado blanco. Las barras horizontales definen la zona sobre la que se ha realizado la media, es decir, los extremos muestran las posiciones de los dos vórtices observados.

Dicha velocidad se compara con una velocidad media calculada a partir de las velocidades instantáneas de la forma:

$$U_{z_1, z_2} = \frac{z_2 - z_1}{\int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{u(z)}} \quad (6.2)$$

donde $u(z)$ es la velocidad instantánea local, que se ha supuesto como la velocidad local de la capa de cortadura (media entre las velocidades interior y exterior en cada posición axial del vórtice), y z_2 y z_1 son las posiciones axiales entre las que se realiza el cálculo. La velocidad instantánea local aparece dibujada en la figura 6.23 mediante rombos blancos y la velocidad media obtenida a partir de la ecuación 6.2 con cuadrados negros.

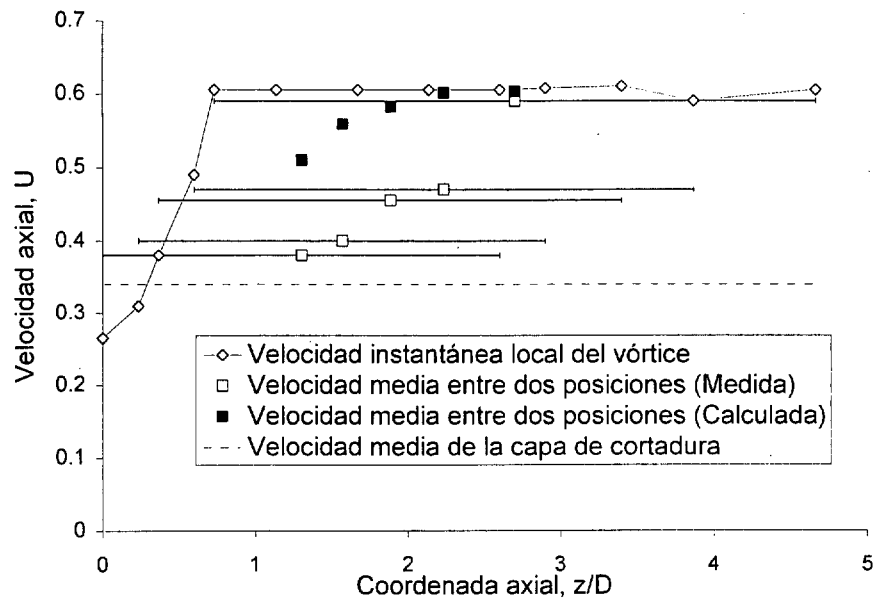
La velocidad local muestra un comportamiento similar en las dos gráficas. Para $z > D$, se mantiene constante y similar a la velocidad definida por la ecuación 6.1. Para $z < D$, sin embargo, su velocidad convectiva es menor. Esto se debe, básicamente, a que el vórtice está en periodo de formación. Se puede observar que la estructura aparece a la salida de la tobera¹ con un cierto adelantamiento frente al máximo de la señal sinusoidal de forzado. Luego, durante su formación, va retrasándose progresivamente hasta que se ancla en el máximo (para $z \sim D$), a partir de cuyo instante, su velocidad pasa a ser la descrita por la ecuación 6.1.

Las velocidades medias muestran una buena correlación cuando la zona de medida solo tiene en cuenta la zona donde el vórtice ya se ha desarrollado. Como ejemplo, compárese con la velocidad media de la capa de cortadura global. Cuando en la media se introducen zonas anteriores, el efecto es diferente, dependiendo de la amplitud de forzado. Para amplitudes medias se observa que las medidas calculadas siguen fielmente a las reales, pero parece que la velocidad real local debiera ser ligeramente menor que la mostrada. Para amplitudes altas, sin embargo, parece que una vez formado el vórtice, la velocidad de éste queda bien definida por la ecuación 6.1, pero su velocidad durante su formación debe ser menor que la mostrada. Nótese que, dada la definición de la ecuación 6.2, una pequeña disminución de la velocidad en la zona inicial produce un efecto notable en la velocidad media.

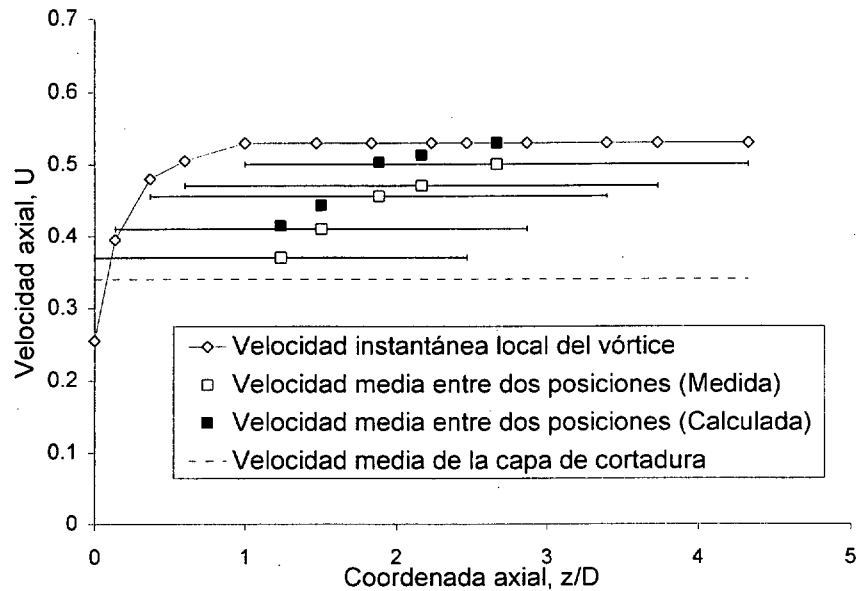
Para explicar el efecto observado en la gráfica para alta amplitud de forzado, podría razonarse que, al aumentar la amplitud de forzado, el vórtice final aumenta de intensidad por lo que su desarrollo es más lento.

¹ La aparición de la estructura se observa en las visualizaciones, pero también en los mapas de vorticidad, como se verá más adelante.





a) Configuración de avance en valle (alta amplitud de forzado axial)



b) Configuración de avance en vértice (media amplitud de forzado axial)

Figura 6.23. Comparación entre la velocidad observada de propagación de la estructura primaria y la calculada por diversas hipótesis.

La conclusión fundamental que obtenemos de estas medidas es que el vórtice primario, una vez desprendido del labio de salida, se mueve a una velocidad definida por la ecuación 6.1. Por

tanto, la longitud de onda de la estructura primaria tendrá una variación lineal con la amplitud de forzado, para el resto de parámetros constante.

A la vista de este resultado, parece claro que uno de los parámetros fundamentales del flujo no ha sido correctamente definido, al menos en lo que afecta a su significado físico. El del número de Strouhal, tal como ha sido definido en el capítulo 1, es la relación entre la escala integral del flujo (el diámetro de salida del chorro interior, D) y la longitud de onda de la estructura primaria. En la introducción, dicha longitud de onda se obtuvo suponiendo que la estructura se movía a la velocidad media de la capa de cortadura. Dada la evidencia experimental en contra, el número de Strouhal debe ser definido de nuevo de la forma:

$$St \neq \frac{fD}{(u_i + u_o)/2} \Rightarrow St = \frac{fD}{(u_{i,max} + u_o)/2} \quad (6.3)$$

El número de Strouhal así definido, disminuye al aumentar la amplitud de forzado, para el resto de condiciones constantes. En el capítulo 7, de análisis y discusión de resultados, se comentarán los efectos de este cambio.

6.3.1.2 *Campo de velocidades junto al labio de salida.*

Otro aspecto de interés es el comportamiento del flujo justo a la salida, en especial en lo que concierne a la aparición de velocidades radiales. Es probable que este fenómeno pueda ser observado directamente en las figuras 6.21 y 6.22, pero dado el pequeño tamaño de los mapas, se presenta una ampliación de la zona de interés en la figura 6.24.

Aparte de la mayor resolución espacial de las medidas para alta amplitud de forzado (fruto de restringir el campo de visión), que ahora es más evidente, las mapas de velocidad de la figura muestran la aparición de fenómenos de succión en el labio de salida. Nótese que la velocidad no está en su verdadera magnitud, por lo que esto no quiere decir que la succión signifique entrada de fluido en el interior del tubo interior. Simplemente se constata la aparición de velocidades radiales considerables en el caso de alta amplitud, mientras que para baja amplitud resultan despreciables. Esto corrobora las conclusiones del estudio de la sección 3.3. Esta distribución de velocidades radiales tendrá un efecto fundamental en la dinámica del anillo de vorticidad negativo, que debe generarse en estos instantes. La discusión de dicho comportamiento dinámico se realizará en el siguiente capítulo.

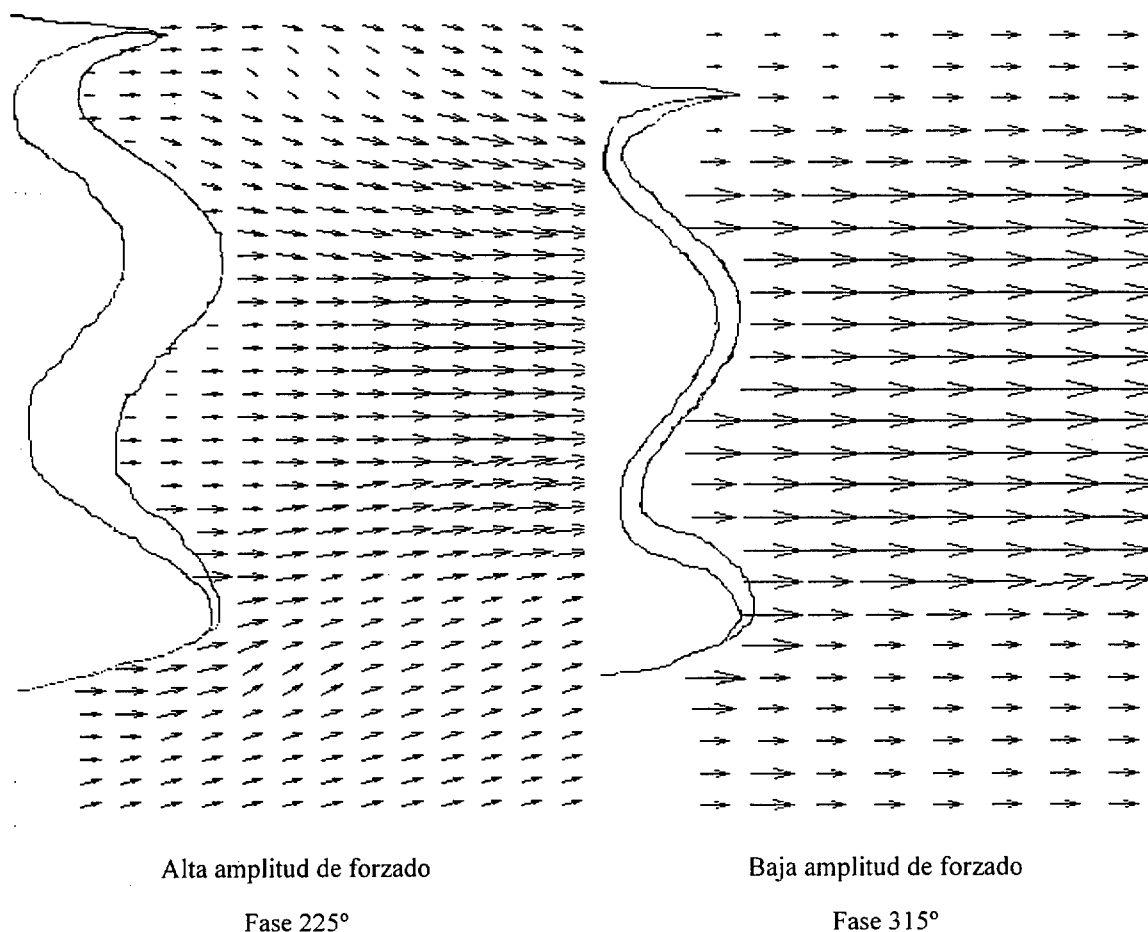


Figura 6.24. Flujo junto al labio de salida, en el semiperiodo de retroceso, para configuraciones de alta y baja amplitud de perturbación. Ampliación de dos mapas de velocidad de las figuras 6.21 y 6.22.

6.3.2 Variables asociadas

Los mapas de velocidad obtenidos mediante PIV nos permiten calcular diversas variables asociadas, de importancia para la comprensión del flujo. En esta sección se obtendrá información de los campos de vorticidad, deformación² y presión, y de la tercera componente del campo de velocidades, que no puede ser obtenida directamente por el sistema de medida.

La medida de PIV presupone, como se explicó en el capítulo 4, que las partículas de sembrado no escapan del plano de iluminación en el intervalo de tiempo que dura la medida. Por ello, es común que una de las componentes del vector velocidad sea en todo punto despreciable frente a las otras dos, siendo estas últimas las componentes medidas. En nuestro caso, tomando notación en coordenadas cilíndricas (r, θ, z) dada la naturaleza del flujo, las

² En cuanto al concepto de deformación, referirse a la nota 2 del presente capítulo.

magnitudes medidas son v_r y v_z y la componente supuesta despreciable es v_θ . Dado que la medida se realiza en un plano de simetría del flujo, esta suposición es aceptable. Por otro lado, las derivadas con respecto a la coordenada acimutal serán cero si se emplean sobre variables pares, dado que el plano de medida es de simetría. Dado el carácter vectorial de la velocidad, las componentes axial y radial son pares en relación con el plano de simetría planteado, mientras que la componente acimutal es impar. La figura 6.25 muestra un esquema aclaratorio.

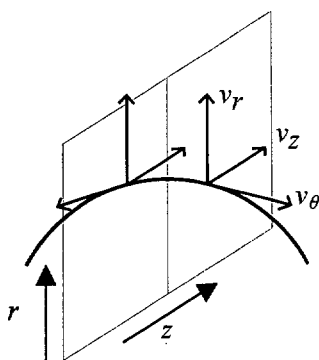


Figura 6.25. Comportamiento frente al plano de simetría de las tres componentes del vector velocidad. Nótese la paridad de las componentes axial y radial y la imparidad de la componente acimutal.

Por tanto, no se puede suponer nula la derivada acimutal de la velocidad acimutal. En definitiva, las simplificaciones que utilizaremos son:

$$\begin{aligned} v_\theta &= 0 \\ \frac{\partial v_r}{\partial \theta} &= 0 \quad \frac{\partial v_z}{\partial \theta} = 0 \end{aligned} \quad (6.4)$$

Con estas simplificaciones, los tensores de vorticidad (anti-simétrico) y de velocidad de deformación (simétrico) quedan:

$$\begin{aligned} \omega_{ij} &= \begin{bmatrix} 0 & 0 & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \\ 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) & 0 & 0 \end{bmatrix} \\ \sigma_{ij} &= \begin{bmatrix} \frac{\partial v_r}{\partial r} & 0 & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \\ 0 & \frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_r}{r} & 0 \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) & 0 & \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (6.5)$$

A partir de ellos calcularemos la enstrofia y la deformación, definidos de la forma:

$$\begin{aligned}\omega^2 &= 2\omega_{ij}\omega_{ij} = \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r}\right)^2 \\ \sigma^2 &= 2\sigma_{ij}\sigma_{ij} = 2\left(\frac{\partial v_r}{\partial r}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial v_z}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r}\right)^2 + 2\left(\frac{1}{r}\frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_r}{r}\right)^2\end{aligned}\quad (6.6)$$

Donde la enstrofia, ω^2 , es la contracción (primer invariante) del tensor de vorticidades y la deformación, σ^2 , es la contracción del tensor de velocidad de deformación. El único término no calculable a partir de los datos de PIV es el último sumando de la deformación. Sin embargo, teniendo en cuenta que nos hallamos dentro de la hipótesis de fluido incomprensible, la ecuación de continuidad queda:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad (6.7)$$

De donde:

$$\frac{v_r}{r} + \frac{1}{r}\frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} = -\left(\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z}\right) \quad (6.8)$$

Y, por tanto, la deformación puede calcularse a partir de los datos obtenidos mediante PIV, de la forma:

$$\sigma^2 = 2\left(\frac{\partial v_r}{\partial r}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial v_z}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z}\right)^2 \quad (6.9)$$

Nótese que la enstrofia es simplemente el cuadrado de la vorticidad acimutal, definida como:

$$\omega_\theta = \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r}\right)n_\theta \quad (6.10)$$

Por tanto, la información de la enstrofia resulta redundante y no será presentada. Para que la información sobre la deformación resulte coherente con la de la vorticidad, presentaremos la deformación como la raíz cuadrada de la variable anterior:

$$\sigma = \left[2\left(\frac{\partial v_r}{\partial r}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial v_z}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z}\right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (6.11)$$

Nótese que la deformación así definido es una variable positiva, mientras que la vorticidad acimutal puede tener, evidentemente, ambos signos. Por ello, los mapas de vorticidad se

presentan en color, con los signos diferenciados por gradaciones de rojo y azul, mientras que los mapas de deformación se presentarán en escala de grises.

Otro parámetro de interés es la presión. [Bradshaw y Koh 1981] hallaron una relación extremadamente simple entre las variaciones de presión en un flujo incompresible turbulento y las magnitudes arriba referidas. Al resultado se llega rápidamente aplicando el operador gradiente (∇) a la ecuación de la cantidad de movimiento. Dado que el flujo es incompresible, el término temporal se anula y queda:

$$-\frac{\nabla^2 p}{\rho} = \bar{\nabla} \cdot (\bar{v} \cdot \bar{\nabla}) \cdot \bar{v} \quad (6.12)$$

El laplaciano de la presión nos indica la variación de la presión en el campo fluido, existiendo un máximo cuando $\nabla^2 p \ll 0$ y un mínimo cuando $\nabla^2 p \gg 0$. El segundo término se transforma mediante cálculo tensorial ([Aris 1962], problema 4.5.1), quedando:

$$-\frac{\nabla^2 p}{\rho} = \frac{\sigma^2 - \omega^2}{2} \quad (6.13)$$

Este resultado refleja de forma cuantitativa la asociación entre vórtices y zonas de mínima presión y entre puntos de ensilladura y zonas de máxima presión. Dado que permite obtener rigurosamente las variaciones de presión, este tratamiento ha sido ampliamente utilizado en los últimos años en la caracterización de estructuras de vorticidad ([Tanaka y Kida 1993]) y en el estudio de la intermitencia en flujos turbulentos ([Andreotti et al. 1997, Babiano et al. 1999, etc.]). En nuestro caso, nos permite obtener información adicional sobre la estructura del flujo, pudiéndose diferenciar sencillamente las diferentes zonas y la importancia relativa de los distintos efectos.

Por último, se puede obtener una cierta información sobre la componente acimutal del vector velocidad. De la ecuación 6.8 puede extraerse:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} = \frac{v_r}{r} - \left(\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \quad (6.14)$$

Pero el término v_r/r introduce un error considerable en el cálculo, primero por la dificultad en la localización exacta del eje en la imagen, y segundo, por la división, en las cercanías del eje, de una cantidad finita por una cantidad muy pequeña. Por tanto, este factor no será muy exacto, al menos en las proximidades del eje del flujo.

Por otro lado, derivando respecto a la coordenada azimutal la ecuación de continuidad, e imponiendo las simplificaciones 6.4, se obtiene que:

$$\frac{\partial^2 v_\theta}{\partial \theta^2} = 0 \quad (6.15)$$

Lo que significa que la derivada acimutal de la velocidad acimutal presenta un máximo local en el plano de medida. Con todo ello, obtenemos información sobre el desarrollo del perfil de velocidades azimutales entre vértice y valle.

[Recuérdese que, en todos los resultados particulares, estamos empleando las simplificaciones referidas en la ecuación 6.4. Estas son válidas únicamente para el plano de medida, que es un plano de simetría que corta el eje de la tobera y pasa a la vez por un máximo del perfil acimutal (vértice) y por un mínimo (valle)]

6.3.2.1 Vorticidad

Las figuras 6.26 y 6.27 presentan los mapas de vorticidad acimutal, calculados mediante la ecuación 6.10 a partir de la información recogida en las figuras 6.21 y 6.22 respectivamente. La escala utilizada se presenta sobre el pie de las figuras.

Nótese que, con la notación en coordenadas cilíndricas utilizada, los dos cortes de un anillo de vorticidad en un plano diametral mostrarían vorticidad acimutal del mismo signo, aunque en un caso se trataría de un vector que saldría del plano y en otro de un vector que entraría, mostrando torbellinos de giro contrarrotatorio en las visualizaciones. Para permitir una comprensión más rápida de la información se ha definido un convenio de signo distinto para la vorticidad acimutal en el plano de medida. Se ha asignado valor positivo al giro en la dirección de las agujas del reloj. Recuérdese, al interpretar esta información, que esto vulnera la notación en coordenadas cilíndricas.

La imagen 6.26 presenta los resultados para la configuración obtenida con una alta amplitud de forzado, lo que produce un avance lateral en valle. Por ello, la zona de medida se centra en el labio de salida en la posición de valle abajo), extendiéndose hasta posiciones radiales próximas a $1.5D$.

En las imágenes, en la zona de valle, se distinguen concentraciones de vorticidad de dos signos. Las concentraciones en tonos rojos representan la estructura primaria (anillos de

vorticidad positiva) frente a las concentraciones en tonos azules, que representan la estructura terciaria (anillos de vorticidad negativa perturbados acimutalmente). Para las estructuras en valle, el convenio de signos coincide con la nomenclatura (vorticidad negativa, positiva) utilizada hasta ahora, pero debe tenerse cuidado en este aspecto, dado que las estructuras en vértice muestran signos opuestos. Como ejemplo, en la parte superior de las imágenes se distingue, en azul, el corte en vértice de la estructura primaria.

La información de la figura 6.26 nos permite seguir la evolución de las dos estructuras en fase. En la imagen para fase 0° se observa la aparición, junto al labio de salida, de dos concentraciones de vorticidad de signos opuestos. La más alejada del labio representa la estructura terciaria y la más cercana la primaria. El anterior anillo primario puede verse, ya desarrollado, aguas abajo. Siguiendo las imágenes para fase creciente se puede observar el proceso de arrollamiento del anillo primario y el complejo proceso que sigue la estructura terciaria, que produce el desarrollo, para fase 225° y siguientes, de una estructura compleja de avance lateral en valle.

La figura 6.27 muestra medidas para la configuración de avance en vértice. El mayor campo de visión permite observar dos vórtices primarios en cada imagen. El vórtice primario aparece, incipiente, junto al labio de salida en la imagen para fase 90° , comenzando un proceso de arrollamiento que puede seguirse según aumenta la fase. La aparición de la estructura exterior en las cercanías del labio no está clara, aunque quizá puede observarse en vértice. De cualquier modo, el proceso que lleva al establecimiento de una cierta estructura de avance en vértice resulta de muy difícil seguimiento. Sí se observa cómo, entre los dos vórtices primarios y en vértice, comienza a aparecer cierta organización para fase 135° , organización compleja que parece mantenerse aguas abajo. Pareciera que, sobre la concentración de vorticidad del fuste, se dispusiera otra organización de vorticidades del mismo signo, probablemente desgajadas del anillo de vorticidad aguas abajo, y entre las dos aparecieran concentraciones de vorticidad de signo contrario. Esta topología no aparece en la zona de valle. Sin duda, la configuración es muy compleja, quizá debido al hecho de que la vorticidad acimutal negativa no forma una estructura concentrada (y localizada) de vorticidad.

Un estudio más profundo de la información de estas figuras se realiza en la sección 6.3.2.3, en la que se utiliza conjuntamente la información sobre la deformación.

6.3.2.2 Deformación

Las figuras 6.28 y 6.29 presentan los mapas de deformación, calculados mediante la ecuación 6.11 a partir de la información recogida en las figuras 6.21 y 6.22 respectivamente. La deformación definido por la citada ecuación es necesariamente positiva, por lo que, como ya se ha comentado, los mapas se presentan en niveles de gris. La escala utilizada se presenta sobre el pie de las figuras.

La figura 6.28 presenta los resultados para la configuración de avance lateral en valle. Es posible distinguir cinco zonas diferentes donde la deformación es apreciable. Considerando la información presentada en la figura 6.26, dichas cinco zonas se pueden definir del siguiente modo:

- **En el núcleo de los anillos de vorticidad primarios.** Los puntos de alta concentración de vorticidad parecen marcados al mismo tiempo por una considerable deformación. Esto quizá se deba a la estructura en varios núcleos de los vórtices primarios, aspecto que comentaremos más adelante.
- **En el fuste, sobre la capa de cortadura, durante el arrollamiento del vórtice primario.** La fase 180° muestra la zona, claramente diferenciada del núcleo del anillo. Es más difícil de diferenciar, aunque puede quizá observarse en la fase 135° (junto al labio de salida). Más aguas abajo, la deformación en la zona decae (al tiempo que la capa de cortadura en el fuste se mueve radialmente hacia el eje) hasta desaparecer para la fase 135° (aguas abajo).
- **Alrededor del vórtice primario.** Inicialmente (fase 45°, 90°) aparece una alta deformación en la parte frontal del anillo primario. Esta zona se extiende hacia el exterior, rodeando al anillo (fase 180° a 270°) y finalmente cubre también la parte interior, trasera, del anillo primario (fase 315° a 45°, el anillo de aguas abajo).
- **En las zonas donde se ha desarrollado lateralmente una estructura de avance.** La existencia de deformación en estas zonas se debe, probablemente, a la existencia de vorticidad, al igual que en la primera zona comentada. Puede apreciarse claramente en fase 45° y 90°, donde en el centro de la imagen, abajo, aparecen zonas de deformación en regiones donde ésta es globalmente despreciable, pero donde existe localmente vorticidad concentrada, como se ve en la imagen correspondiente de la figura 6.26.

Mayores deformaciones por idéntico motivo pueden observarse en la imagen para fase 225° , aunque aquí se localizan más cerca de la zona de influencia del anillo primario.

- Por último, aparece una zona de alta deformación **junto a la salida**. El hecho de que su valor varíe claramente con la fase podría inducir a error, suponiéndole un significado físico. En realidad, es un error debido a la aparición de la salida en el área de medida. En la medida de PIV, la zona ocupada por la imagen de la salida proporcionará medidas erróneas de velocidad (velocidad nula, normalmente). En el mapa de velocidades, estos puntos de velocidad nula se encuentran al lado de otros, donde la velocidad es la del chorro interior, con lo que la vorticidad y la deformación, calculados en la zona, arrojaran valores erróneos y muy altos. Este error proporciona campos de deformación erróneos de intensidad variable, dependiendo de la velocidad real del flujo a la salida (es decir, mayor deformación supuesta cuanto mayor velocidad de salida), lo que puede inducir a error.

La figura 6.29 presenta los resultados para la configuración de avance lateral en vértice. Es posible distinguir las mismas cinco zonas donde la deformación es apreciable.

La aparición de deformaciones notables en el núcleo y alrededor de los anillos primarios sucede de forma muy similar a lo observado en la configuración anterior. El cierre del círculo alrededor del anillo se da en este caso entre fase 315° y 0° . Sobre la capa de cortadura, en el fuste, la alta deformación que aparece justo después de surgir el anillo no decae tan rápidamente como en el caso anterior, difuminándose lentamente hasta desaparecer entre las fases 225° y 315° . En la zona de avance lateral, el fenómeno no es tan claro como antes. Sin embargo, resulta apreciable, por ejemplo, en la imagen de fase 45° o en la de 225° . Parece que, nuevamente, es la existencia de una cierta vorticidad en la zona lo que produce la deformación.

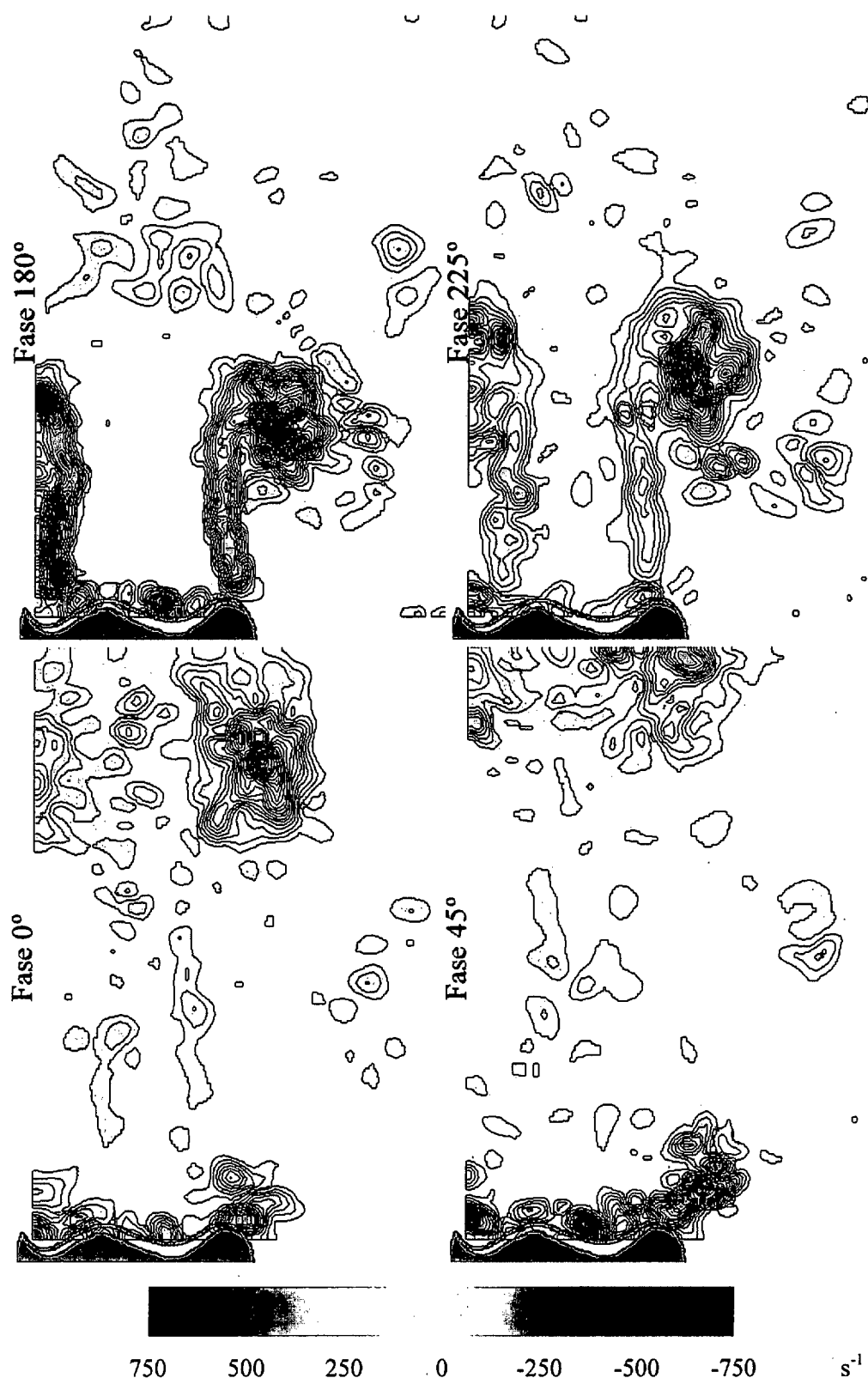


Figura 6.26. Mapas de vorticidad acimutal para ocho fases equiespaciadas de la señal de forzado axial. Configuración de avance en valle; $Re = 7700$; $u_R = 0.7$; $A_z = 0.9$; $St = 0.45$.

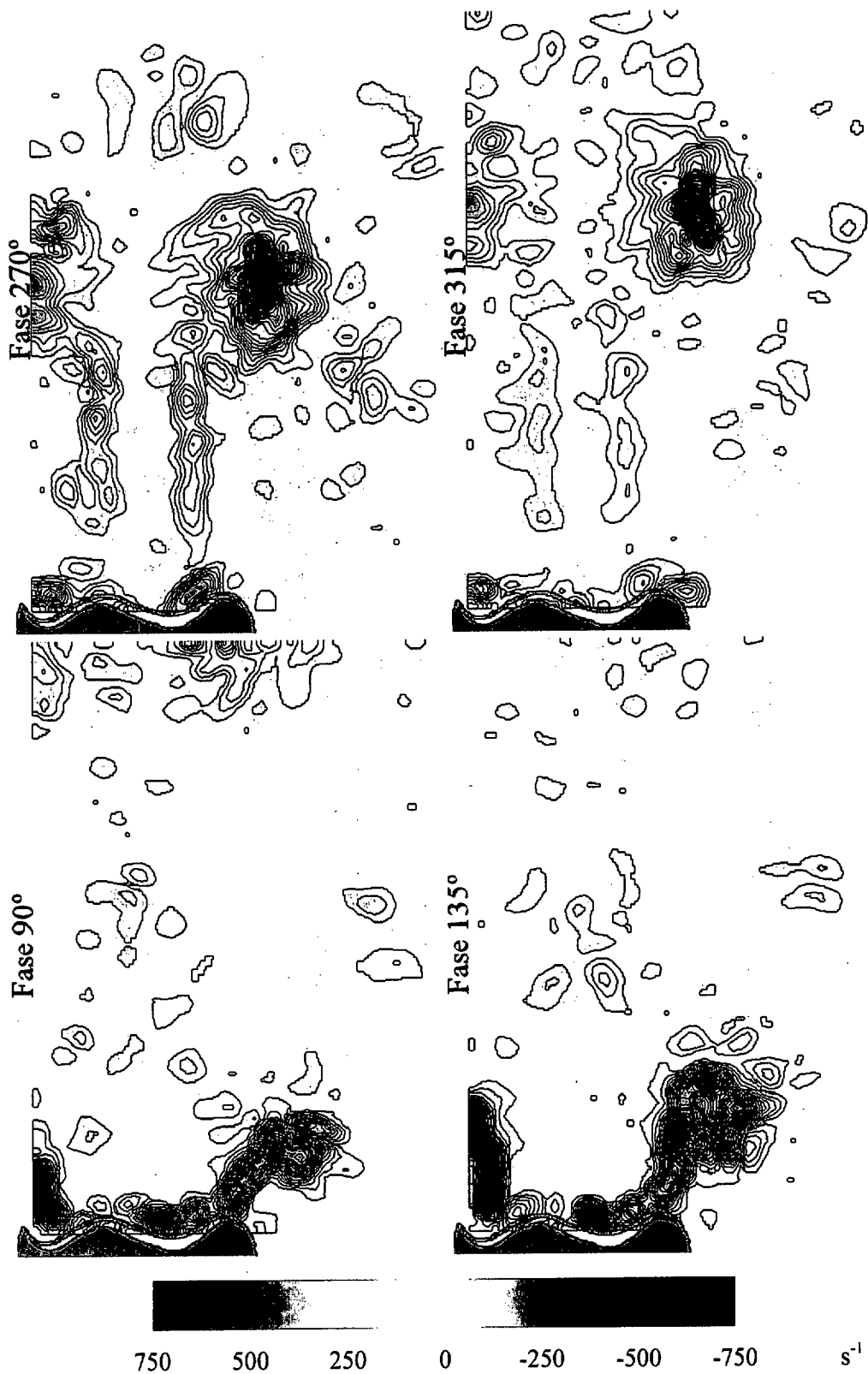


Figura 6.26 (cont.). Mapas de vorticidad acimutal para ocho fases equiespaciadas de la señal de forzado axial. Configuración de avance en valle; $Re = 7700$; $u_R = 0.7$; $A_z = 0.9$; $St = 0.45$.

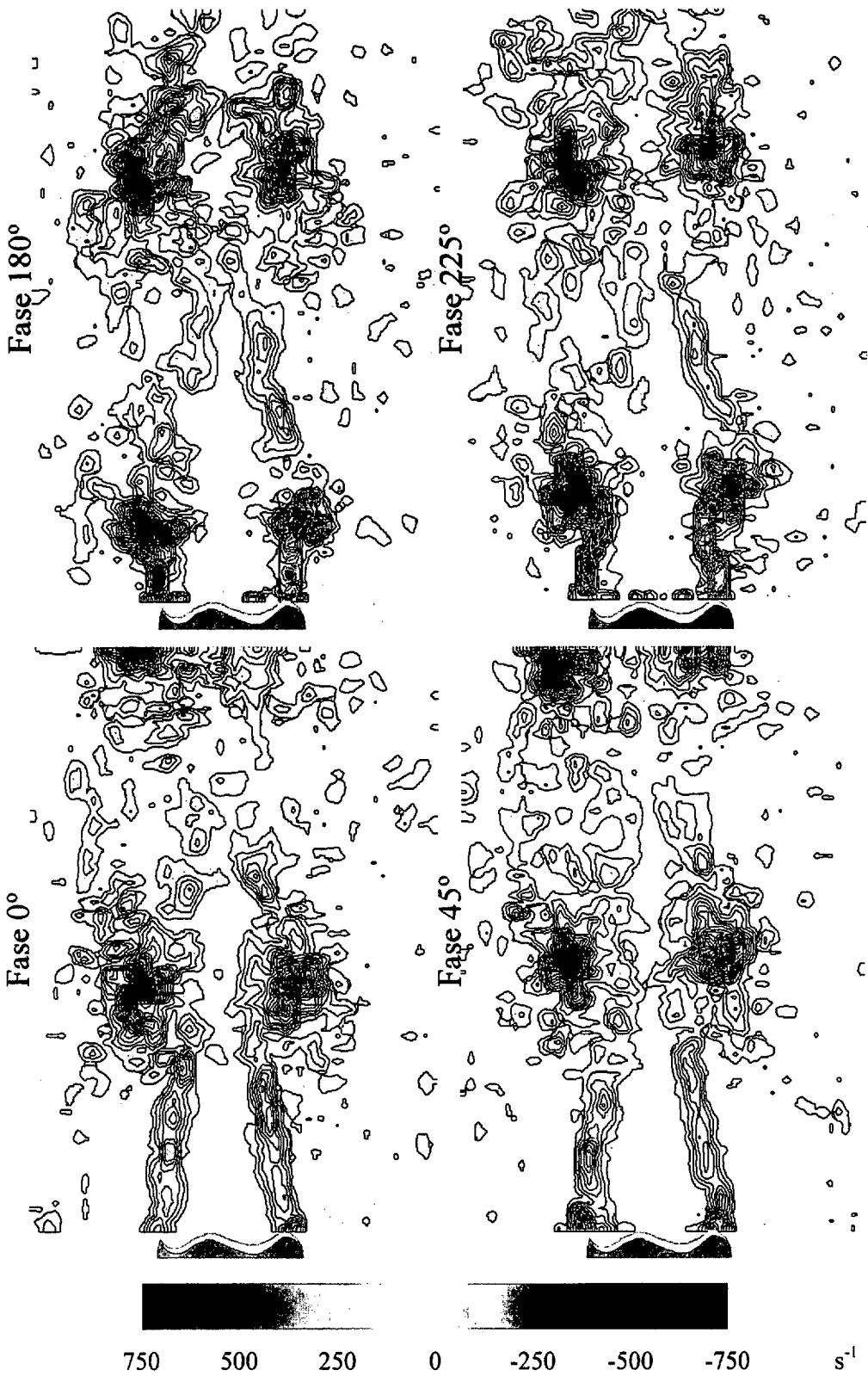


Figura 6.27. Mapas de vorticidad acimutal para ocho fases equiespaciadas de la señal de forzado axial. Configuración de avance en vértice; $Re = 7700$; $u_R = 0.7$; $A_z = 0.5$; $St = 0.45$.

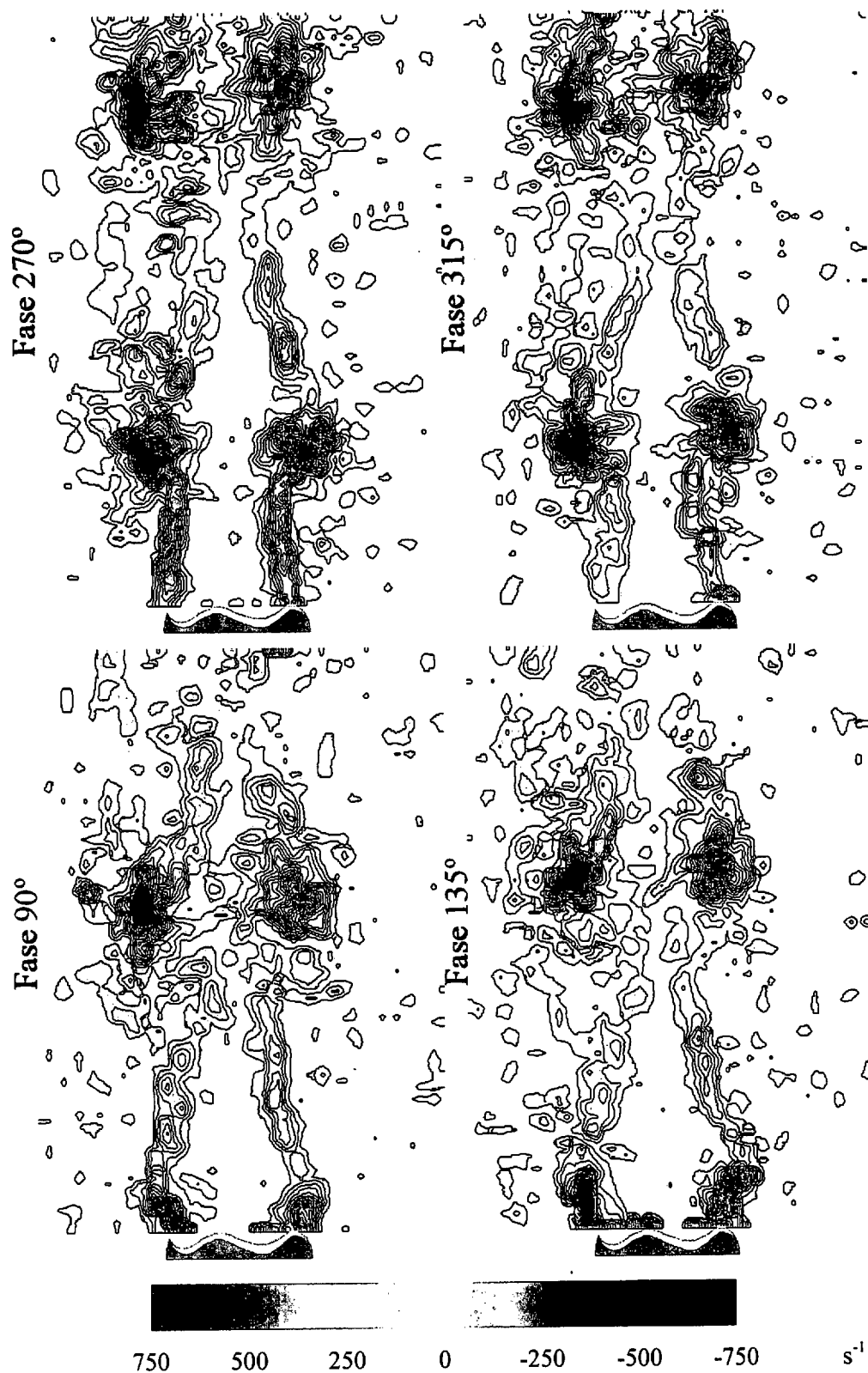


Figura 6.27 (cont.). Mapas de vorticidad acimutal para ocho fases equiespaciadas de la señal de forzado axial. Configuración de avance en vértice; $Re = 7700$; $u_R = 0.7$; $A_z = 0.5$; $St = 0.45$.

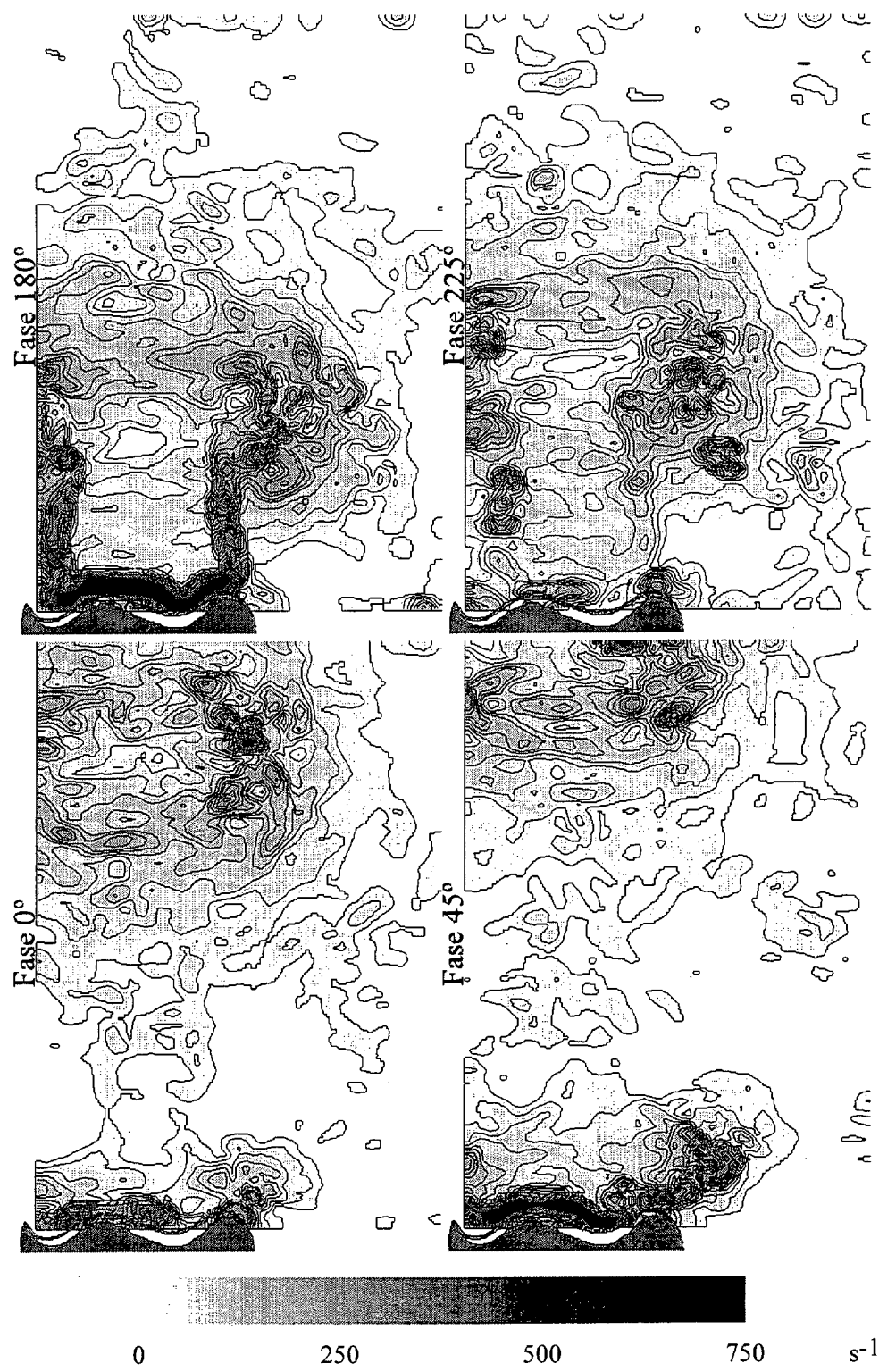


Figura 6.28. Mapas de deformación para ocho fases equiespaciadas de la señal de forzado axial. Configuración de avance en valle. La magnitud mostrada es la raíz cuadrada de s^2 . Configuración de avance en valle.

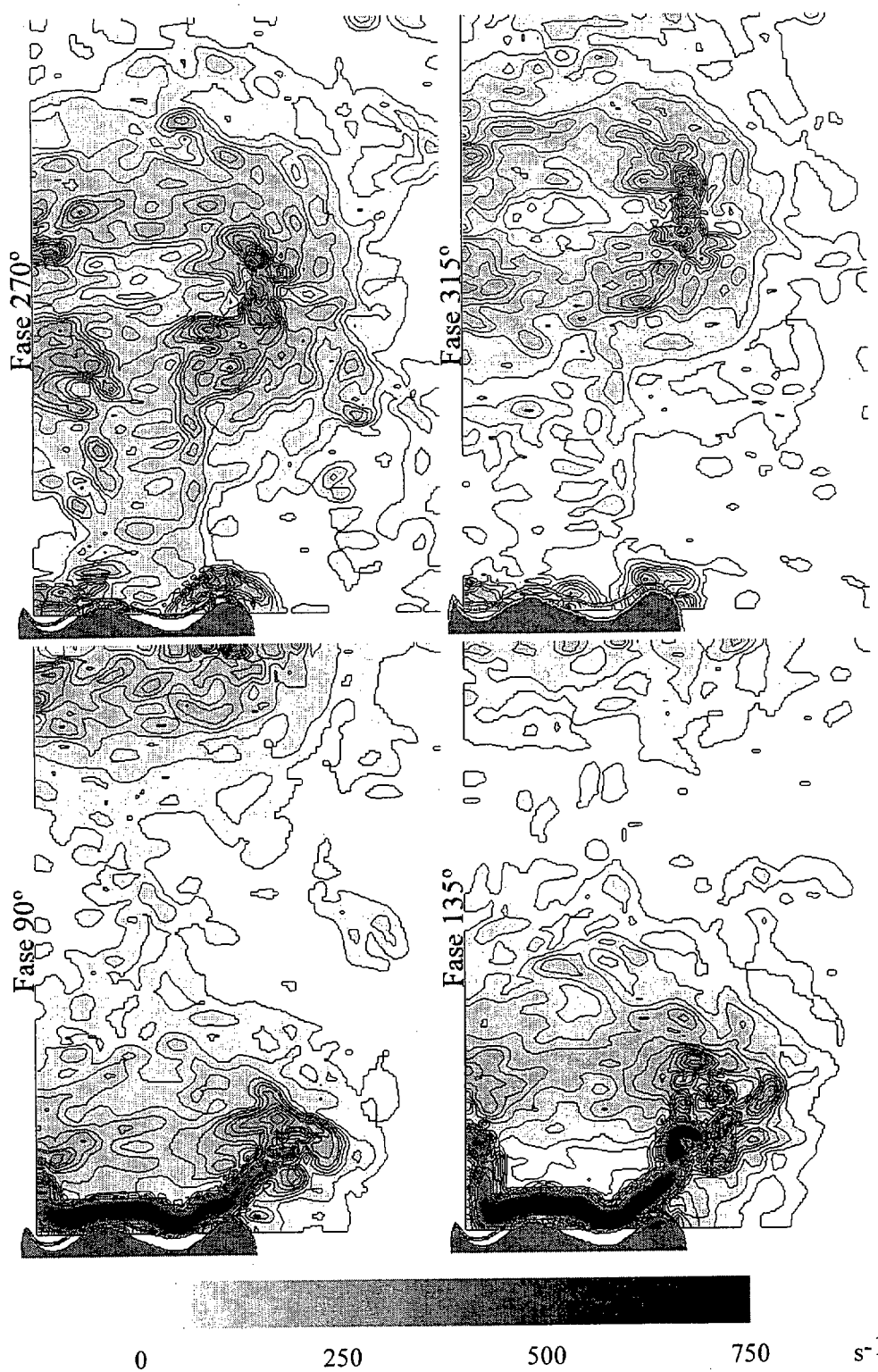


Figura 6.28 (cont.). Mapas de deformación para ocho fases equiespaciadas de la señal de forzado axial. Configuración de avance en valle. La magnitud mostrada es la raíz cuadrada de s^2 . Configuración de avance en valle.

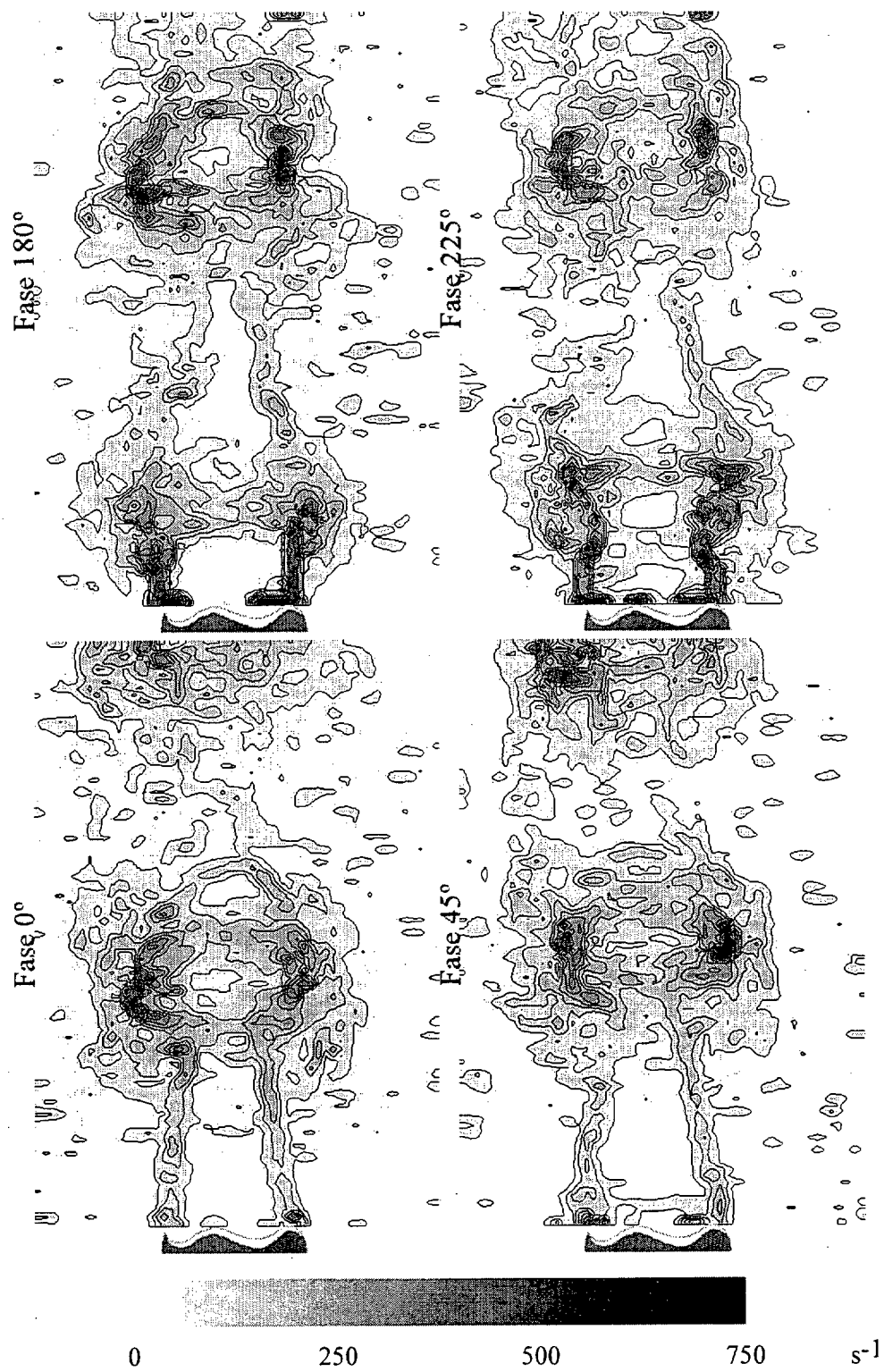


Figura 6.29. Mapas de deformación para ocho fases equiespaciadas de la señal de forzado axial. Configuración de avance en vértice. La magnitud mostrada es la raíz cuadrada de σ^2 . Configuración de avance en vértice.

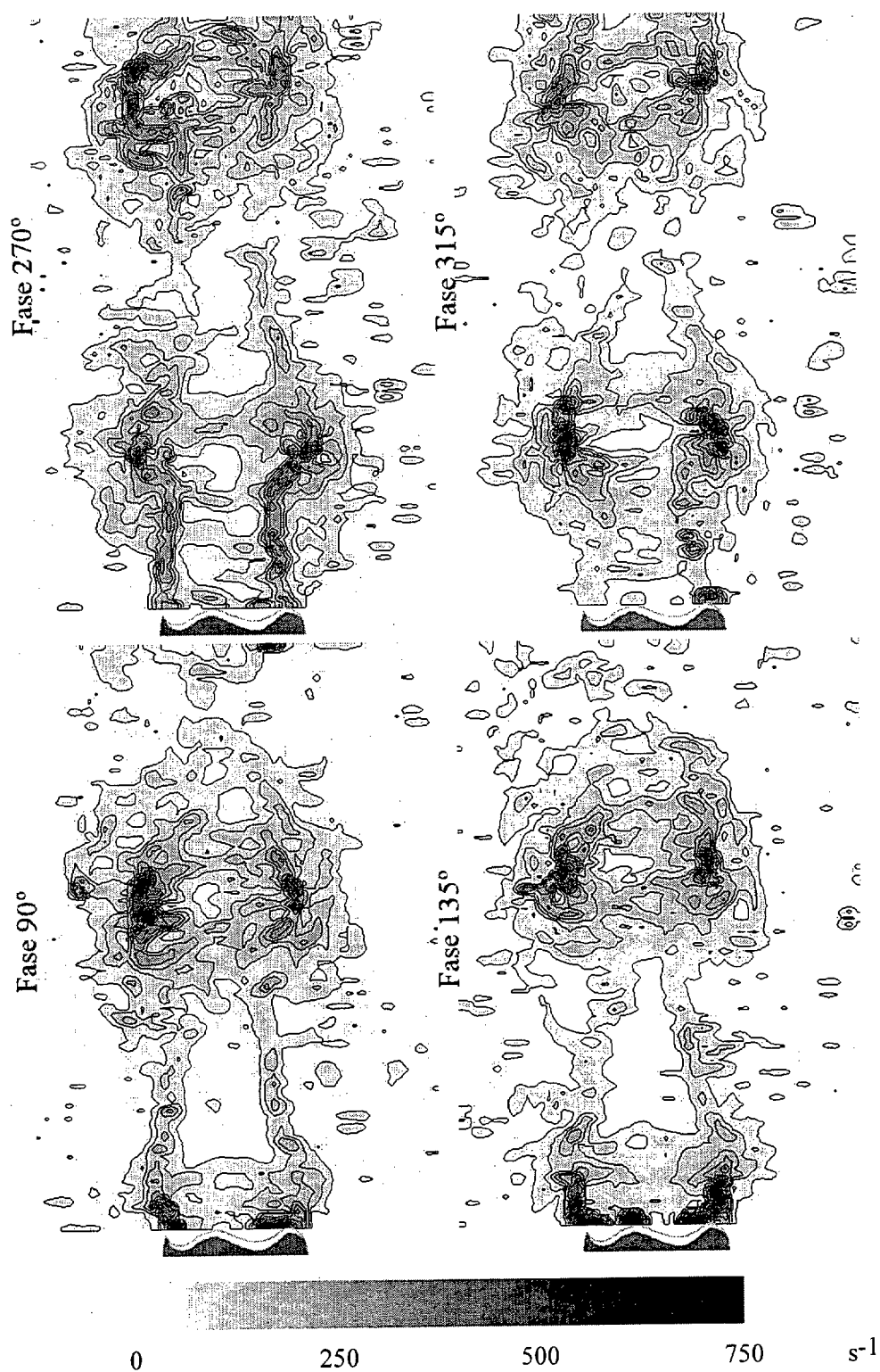


Figura 6.29 (cont.). Mapas de deformación para ocho fases equiespaciadas de la señal de forzado axial. Configuración de avance en vértice. La magnitud mostrada es la raíz cuadrada de σ^2 . Configuración de avance en vértice.

6.3.2.3 *Discusión de los mapas de vorticidad y deformación.*

6.3.2.3.1 Configuración de avance en valle

En primer lugar comentaremos el arrollamiento y posterior desarrollo del anillo de vorticidad primario. Entre fase 0° y 45° de las figuras 6.26 y 6.28 surgen del labio de la tobera, dos estructuras concentradas de vorticidad, la más retrasada de las cuales, en tonos rojos, representa un arrollamiento desarrollándose en el sentido de las agujas del reloj. Es el incipiente anillo de vorticidad primario. Según aumenta la fase, asistimos a su arrollamiento paulatino (fases 90° y 135°). Nótese que, desde un primer momento, el vórtice primario muestra una curiosa estructura interna en forma de paquetes o acumulaciones localizadas de vorticidad. Para fase 45° se puede observar un solo paquete, pero para fase 90° , tres, y para fase 135° , aparecen ya cinco concentraciones de vorticidad hilvanadas. En la imagen para fase 180° se observa cómo la estructura ya ha llevado a cabo su primer arrollamiento. Al tiempo, ocurren dos fenómenos interesantes: los paquetes empiezan a fundirse en torno al centro del vórtice y la zona interior de la capa de cortadura comienza a mostrar una disminución de su vorticidad. El proceso continúa entre fases 225° y 270° , rompiéndose la continuidad de la capa de cortadura para fase 315° , quedando el vórtice separado de una zona con vorticidad residual en el fuste. Esta separación se aprecia también para fase 0° y luego el vórtice desaparece del campo de medida.

Durante estos procesos (recuérdese que un periodo de la señal de forzado dura 0.1s), los paquetes de vorticidad sobreviven en el interior del vórtice, solapándose junto al núcleo, pero manteniendo una estructura exterior de cinco o seis brazos. Esta estructura es inesperada. En el apéndice A se muestra cómo, aplicando una media a las medidas en fase, la estructura interior se oculta, quedando una distribución cuasi-gausiana de la vorticidad en el interior del vórtice. Esto se debe a pequeñas fluctuaciones en la localización de los paquetes, cuya posición exacta resulta imposible anclar (debe tenerse en cuenta que la separación entre paquetes es del orden de 1 mm y se encuentran en una zona sometida a giro y traslación simultáneas). Este resultado es análogo al que se obtendría con sistemas de medida puntual y estadística, como el LDV.

El proceso que sigue la estructura terciaria es aún más complejo. Regresando a la zona del labio en la imagen para fase 0° de la figura 6.26, se observan las dos estructuras contrarrotatorias. La más cercana al labio, en rojo, es el anillo primario y el más lejano es el anillo de signo contrario que forma la estructura terciaria. Su forma anular en este primer instante puede observarse quizá en el corte en vértice. Esta estructura sobre el labio es

asimilable a la aparición de formas de tipo seta, observada tanto en los experimentos del capítulo 3 (figuras 3.7, 3.10 y 3.11) como en los de la sección 6.2 (figuras 6.10 y 6.14). Nótese especialmente que la concentración de vorticidad que forma la estructura terciaria se encuentra en posiciones radiales con $r \leq D/2$, es decir, ligeramente desplazada hacia el eje. Esto parece responder a lo comentado en la subsección 6.3.1.2 sobre el campo de velocidades junto al labio de salida.

6.3.2.3.1 Origen de la estructura terciaria.

Resulta interesante recapitular, a la vista de los mapas de vorticidad de la figura 6.26, las hipótesis que hemos ido realizando sobre el origen y la naturaleza de la estructura terciaria.

El flujo que estamos estudiando puede considerarse una composición de dos flujos fundamentales: los anillos de vorticidad aislados y el chorro en coflujo. Estos dos flujos han sido largamente estudiados.

Según aumenta la amplitud de forzado axial, es de esperar que las características de nuestro flujo tiendan a ser más parecidas a las de los anillos de vorticidad aislados. El origen y desarrollo de esta estructura ha sido largamente estudiada en el pasado ([Maxworthy 1972 y 1977, Saffmann 1978 y 1992, Shariff y Leonard 1992, etc.]). Los trabajos de visualización de Didden en 1977 y 1979 (una selección de los cuales aparece en [Van Dyke 1982]) resultan especialmente esclarecedores. Didden utilizó un pistón que, después de recorrida una distancia, se detenía, para crear sus anillos. La figura 6.30 muestra sus imágenes.

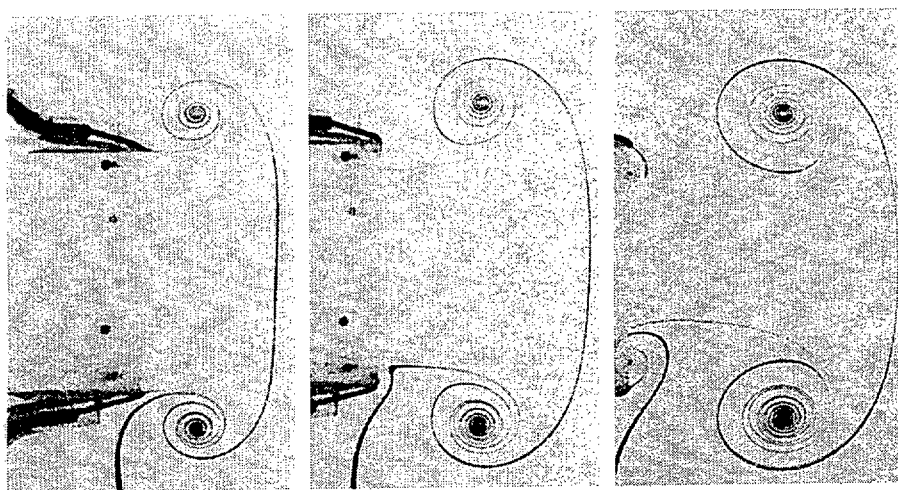


Figura 6.30. Formación de un anillo de vorticidad. Tomado de [Van Dyke 1982].

El fenómeno que nos interesa resaltar aquí es la aparición, una vez generado el anillo y sobre el labio de salida, de un segundo anillo de circulación opuesta. Recuérdese que el pistón se detiene en el experimento de Didden, por lo que no hay succión global. El segundo anillo, por tanto, es una estructura de vorticidad generada, sobre el labio de salida, por las velocidades inducidas por el anillo primario.

En nuestro caso, el fenómeno puede ser parecido en los casos de muy alta amplitud de forzado, pero debemos tener en cuenta la existencia del chorro interior y del coflujo exterior. Para el anillo aislado, la circulación de la estructura negativa se escala con la velocidad generada en la zona por el anillo recién formado; en nuestro caso existirán otros dos efectos. Por un lado, tenemos un caudal que circula por el exterior. Este caudal podría, por si solo, ser responsable de la aparición de una estructura de vorticidad negativa (por ejemplo, si la velocidad del flujo interior fuese inferior a la del exterior). Superpuesto al efecto observado en el anillo aislado, la existencia de este coflujo tiende a potenciar la estructura negativa. Por otro lado, el flujo interior no se anula, como sucede en el experimento de Didden. Si la amplitud de forzado es excesiva, el resultado será la aparición de velocidades succión hacia el interior de la tobera en el semiperiodo posterior a la generación del anillo positivo. Para amplitudes menores, existirá un cierto caudal de salida, aunque el perfil de velocidades es muy complejo de intuir.

Basándonos en estos razonamientos, podemos sugerir que en el origen de la estructura terciaria actúan conjuntamente diversos mecanismos. La circulación de la estructura, en nuestro caso, se escalará con una velocidad sobre el borde de salida, u , que resulta de tres efectos:

donde u_o es la velocidad de la corriente exterior, u_{vp} es la velocidad inducida por el vórtice primario inmediatamente anterior y u_i es la velocidad de la corriente interior. Nótese que las dos últimas velocidades son variables dentro de un periodo de la señal de forzado.

Hemos visto el importante papel que la vorticidad acimutal de signo contrario a la de los anillos primarios juega en el desarrollo del flujo. Mediante los razonamientos aquí desarrollados podemos explicar las razones de su formación. Una conclusión importante es que parecen existir dos mecanismos claramente diferenciados relacionados con la generación de dicha vorticidad. Uno de ellos se debe a la existencia de una corriente exterior y, por tanto, de una capa límite exterior. El otro, que parece el fundamental para la obtención de estructuras

concentradas de vorticidad, depende directamente de la amplitud de forzado a través de dos parámetros: la circulación del anillo primario y la velocidad de la corriente interior.

6.3.2.3.1.2 *Desarrollo de la estructura terciaria.*

La estructura terciaria aparece concentrada sobre el borde de salida debido, entre otras causas, al efecto del vórtice primario inmediatamente anterior. Su desarrollo, sin embargo, viene definido por el vórtice primario que aparece inmediatamente después, al que se asociará rápidamente. Esto se debe a que el anillo terciario surge en una zona de baja velocidad axial, por lo que se retrasa respecto al vórtice que ha inducido su generación, entrando en el área de influencia del subsiguiente.

Al comenzar el proceso de arrollamiento de la nueva estructura primaria (fases 45° y 90° de la figura 6.26), éste induce un movimiento en la estructura terciaria, que se mueve primero radialmente hacia el exterior y luego también axialmente, retrasándose con relación al vórtice primario. En el proceso hasta llegar a la posición de la fase 135° , se observa además que la estructura, que inicialmente aparecía como una única concentración de vorticidad, se distribuye en varios paquetes, dos en la fase 90° , tres en la fase 135° . Nótese asimismo, que los paquetes se organizan espacialmente alrededor del vórtice primario en formación, colocándose en las zonas entre paquetes de dicho vórtice. El resultado es una ordenación interlaceada de los paquetes de vorticidad concentrada.

Siguiendo su desarrollo según aumenta la fase, se observa que a fase 180° , una parte de la estructura terciaria comienza a separarse del vórtice primario, moviéndose, con relación a él, axialmente aguas abajo y radialmente hacia el exterior. En este momento, alrededor del vórtice primario y en sentido contrario a las agujas del reloj, pueden contarse hasta seis paquetes diferenciados de vorticidad negativa (azul). La primera concentración de vorticidad se halla prácticamente absorbida por el arrollamiento del vórtice primario. La segunda tercera y cuarta comienzan a alejarse del vórtice primario, arrastrando pequeñas concentraciones de vorticidad de éste en su salida. La quinta y la sexta parecen comenzar un proceso similar, que ya se podía observar, incipiente, para fase 135° . Para fase 225° el proceso ya se ha dado y se observa una estructura terciaria totalmente desgajada del anillo primario, salvo por la parte absorbida en el arrollamiento. Esta estructura comienza un desarrollo lateral, constituida por un rosario de pares de paquetes de vorticidad concentrada de ambos signos. Posteriormente, parte de la

estructura parece que sale radialmente del campo de medida, pero queda cierta estructura que, perdido su impulso radial, se va quedando retrasada en relación con el vórtice primario. Esta estructura, que va lentamente decayendo, puede observarse en todas las imágenes, hasta la imagen para fase 315° , en la que aparece contigua a la estructura creada en el ciclo siguiente de la señal de forzado.

Las imágenes de la figura 6.28 permiten observar que el proceso de movimiento inducido por el vórtice primario arrastra la estructura terciaria a lo largo de zonas donde la deformación es importante. Nótese que la deformación medida sólo intensificaría una estructura de vorticidad axial. Dicho efecto debe ocurrir sobre las partes onduladas de la estructura terciaria, que no pueden observarse. La deformación de la estructura terciaria en estas zonas podría llevar a la eyección de un anillo de vorticidad, según el modelo de [Martin y Meiburg 1991], recogido en la figura 2.11. Nótese que dicho mecanismo supone la existencia de procesos donde la viscosidad ya no es despreciable. Una vez producida la eyección de parte de la estructura, la parte eyectada pasa a ocupar zonas alejadas de la influencia del vórtice primario, por lo que su vorticidad decae lentamente.

Las zonas donde la deformación es considerable pueden dividirse inicialmente en dos tipos: las zonas donde la alta concentración de vorticidad provoca la deformación del flujo en sus cercanías y las zonas donde existe un flujo en contracorriente. Las zonas de concentración de las estructuras primaria y terciaria se encuentran dentro del primer grupo y la zona del fuste y la parte anterior del anillo de vorticidad primario dentro del segundo grupo.

Nótese que la zona de alta deformación en la parte posterior del anillo de vorticidad primario no se debe a ninguno de estos dos efectos. En este caso, la deformación se produce debido a la aceleración del flujo en la zona. Se podría decir que el anillo de vorticidad actúa como un embudo o tobera para el fluido que se encuentra tras él. Este efecto produce la aparición del campo de deformaciones. El hecho de que la deformación en la zona aparezca solamente una vez que la estructura se ha desarrollado confirma este razonamiento.

6.3.2.3.2 Configuración de avance en vértice

La configuración de avance en vértice resulta más compleja que la anterior, debido fundamentalmente a la inexistencia de una estructura terciaria concentrada. La estructura primaria sigue un desarrollo similar, aunque más lento, que el descrito antes. Resulta

interesante notar que la aparición de aproximadamente cinco paquetes de vorticidad concentrada en el núcleo se mantiene en todas las estructuras a partir de que la estructura se desprende del labio de salida (fase 225°). Esto ocurre tanto en el corte de valle como en el de vértice. Sin embargo, las posiciones no son idénticas en valle y en vértice, lo que hace suponer una organización ondulada de filamentos concentrados en el interior del anillo de vorticidad primario.

En cuanto a la estructura de avance, una diferencia marcada entre la organización en valle y en vértice en la zona del fuste resulta evidente en todas las fases. Sin embargo, es difícil detallar una estructura precisa, más allá de lo ya comentado anteriormente. Podría intuirse una organización similar a la del caso anterior, pero en la que la cabeza de la estructura no saliera eyectada lateralmente, sino que permaneciera asociada al anillo primario. No obstante, la información es demasiado compleja para permitir una explicación sólidamente fundamentada. En el capítulo siguiente se intentará dar algunas ideas sobre el posible modelado de esta configuración.

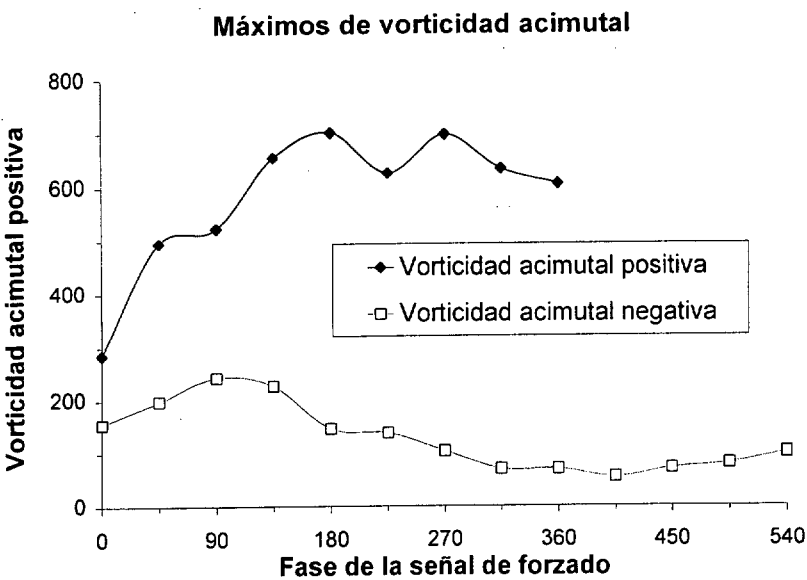
Por último, los razonamientos sobre las causas de la existencia de las diferentes zonas de deformación pueden adaptarse directamente de los efectuados para la configuración de avance en valle.

6.3.2.4 Vorticidad máxima de las dos estructuras

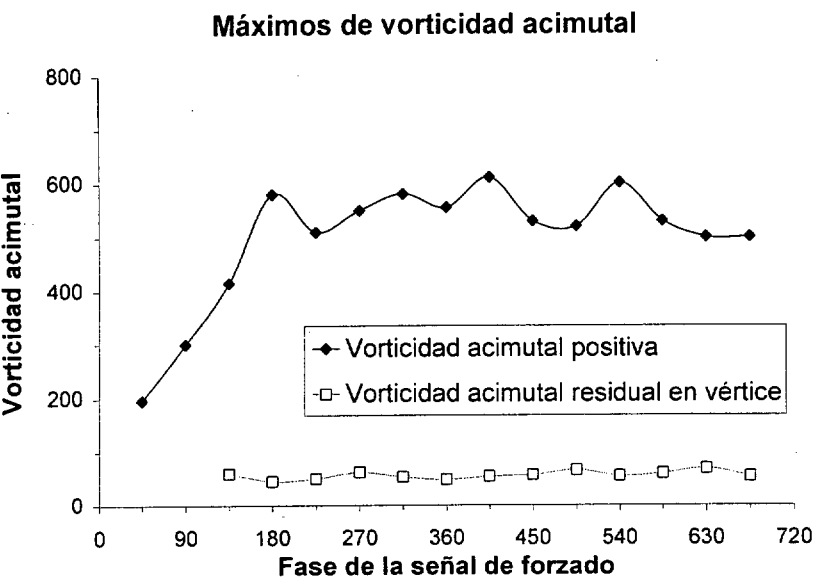
Como hemos dicho en el capítulo 4, los mapas de vorticidad son fiables en su conjunto, pero la medida puntual de la vorticidad, sobre todo si se trata del máximo, puede llevar asociada un error. Con esta salvedad, se ha realizado un gráfico que relaciona las vorticidades máximas de las dos estructuras de vorticidad observadas en los mapas de la figura 6.26 y 6.27. El resultado aparece en la figura 6.31.

Ambos gráficos muestran un comportamiento similar de la estructura primaria. Inicialmente, se da una rápida concentración de la vorticidad (fases 0° a 180°), permaneciendo luego estable (al menos en el corto campo de medida utilizado). Los vórtices negativos concentrados solo están presentes en el caso de alta amplitud de forzado, donde vemos que, inicialmente, se concentran de forma similar a los vórtices positivos. Sin embargo, este proceso se interrumpe al producirse la rotura de la única concentración, apareciendo un rosario de pequeñas concentraciones cuya vorticidad individual es menor. Paralelamente, se produce la

eyección lateral de estas estructuras. Para fases mayores, se observa un decaimiento lento de la vorticidad de estas estructuras, conforme avanzan más aguas abajo.



a)



b)

Figura 6.31. Vorticidad acimutal máxima de las estructuras que aparecen en las figuras 6.26 y 6.27. a) Configuración de avance en valle, b) Configuración de avance en vértice.

El caso de la configuración a baja amplitud de forzado es diferente, pues no existe en ningún momento una concentración de vorticidad (aparte del anillo primario), sino que se observa la

aparición de vorticidad residual de ambos signos en la zona de vértice. Dicha vorticidad residual es del mismo orden de magnitud, sea positiva o negativa, y deriva aguas abajo sin variaciones apreciables para el sistema de medida.

6.3.2.5 Otras magnitudes derivadas.

6.3.2.5.1 Presión

Como hemos dicho más arriba, los campos de vorticidad y deformación permiten obtener información del campo de presiones. En las figuras 6.32 y 6.33 se presenta dicha información para dos fases de cada una de las dos configuraciones en las que nos hemos centrado. El laplaciano de la presión, reordenando la ecuación 6.13, queda

$$\nabla^2 P = -\rho \frac{\sigma^2 - \omega^2}{2} \quad (6.16)$$

La presión a la salida, a lo largo de los experimentos, es aproximadamente la presión atmosférica. Los valores máximos obtenidos del laplaciano de presión llegan a 0.1 bares/cm². Esto puede suponer variaciones locales del orden de 1 mbar debido a la aparición y desarrollo de las estructuras de vorticidad.

La figura 6.32 muestra la información del laplaciano de presiones para dos fases, en la configuración de alta amplitud de forzado y avance en valle. Se observa que el campo de presiones está claramente determinado por la estructura primaria. Las pequeñas influencias que aparecían en los campos de deformación y vorticidad debidos a la estructura terciaria desaparecen aquí.

Los núcleos de los vórtices primarios aparecen claramente definidos por zonas donde el laplaciano es muy positivo, zonas por tanto donde existe un mínimo de presiones. En la imagen para fase 180° se observa que las zonas de laplaciano negativo, que designan máximos locales de la presión, se encuentran alrededor del vórtice primario, en el fuste y en la sección frontal del anillo primario. En estas dos últimas zonas, las altas presiones se deben a la existencia de un flujo en contracorriente (superpuesto al flujo medio aguas abajo), con entrada axial y salida radial en el caso del frontal y entrada radial y salida axial en el caso del fuste. Recuérdese que la estructura cercana a la tobera no es sino una medida errónea debido a la presencia de la salida en el campo de medida.

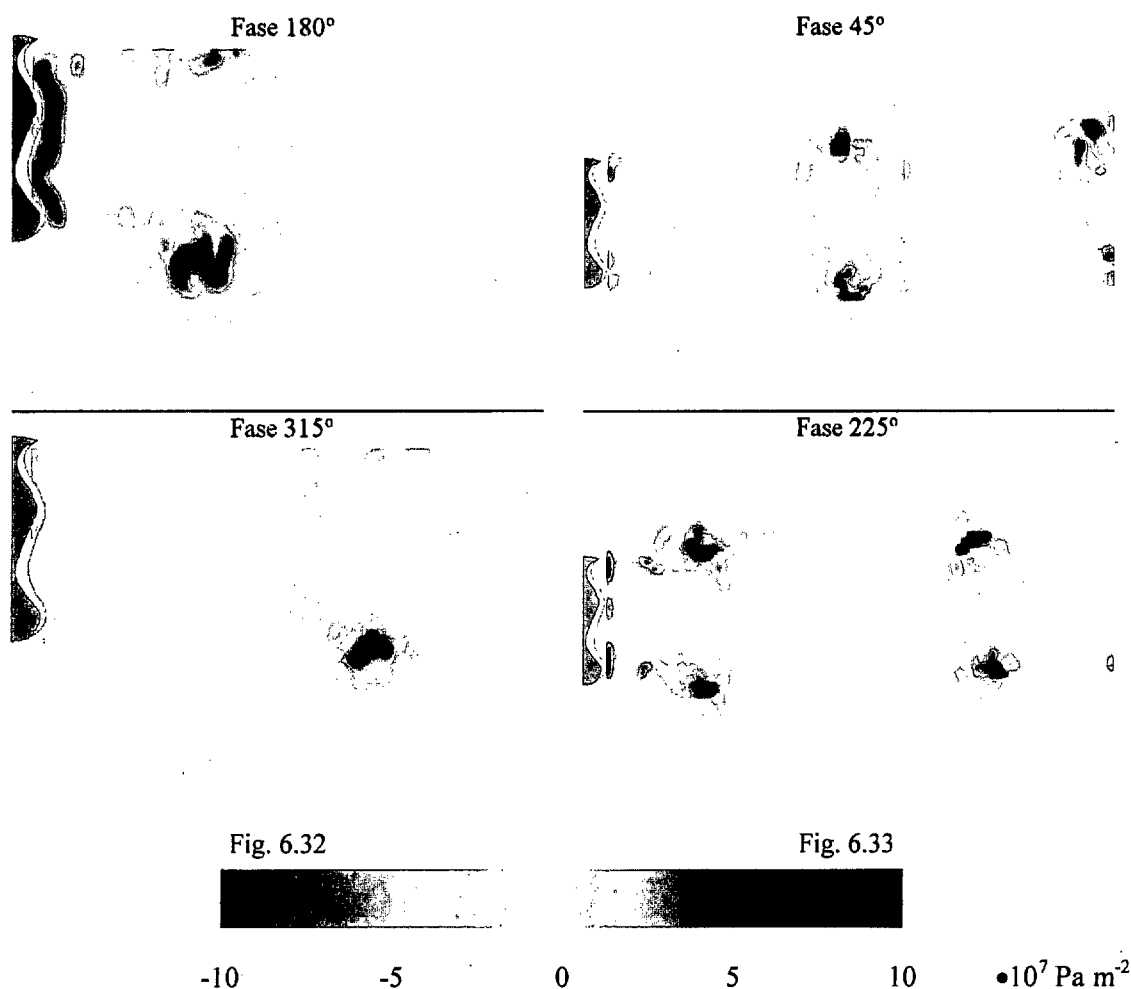


Figura 6.32 y 6.33. Mapas del laplaciano de la presión para dos fases de la señal de forzado axial. (Figura 6.32) Configuración de avance en valle. (Figura 6.33) Configuración de avance en vértice.

En la fase 315° se observa la sustitución de la zona de altas presiones del fuste por otra en la parte posterior del anillo, debido a la aceleración que sufre el flujo al ser arrastrado por el anillo primario (el efecto de tobera comentado antes). Nótese que el efecto tobera no ha llegado aún a hacerse ostensible en el interior, cosa que ocurrirá más aguas abajo.

La figura 6.33 muestra el laplaciano para la configuración de baja amplitud de forzado. La información es similar a la anterior ya que, como hemos dicho, la organización de las estructuras de pequeña vorticidad no afecta considerablemente a esta magnitud. Las únicas diferencias apreciables se deben a la menor longitud de onda de la estructura primaria en este segundo caso, lo que, por ejemplo, hace que la zona de altas presiones en el fuste decaiga más lentamente.

6.3.2.5.2 Velocidad acimutal

Otra información de interés es la que se puede obtener sobre la tercera componente de la velocidad. Las figuras 6.34 y 6.35 presentan la información extraíble de las medidas para las dos configuraciones y para las fases escogidas en la sección anterior.

La información sobre la tercera componente no es completa, como se observaba en la primera parte de esta sección (6.3.2). Los datos existentes sólo permiten calcular el gradiente acimutal de la velocidad acimutal, a partir de la ecuación 6.14. Aparte, razonamientos de simetría demuestran que la velocidad acimutal y su segunda derivada en la dirección acimutal se anulan en los planos de simetría. La información así obtenida nos permite aventurar el perfil acimutal de la velocidad acimutal y la localización y magnitud de sus máximos.

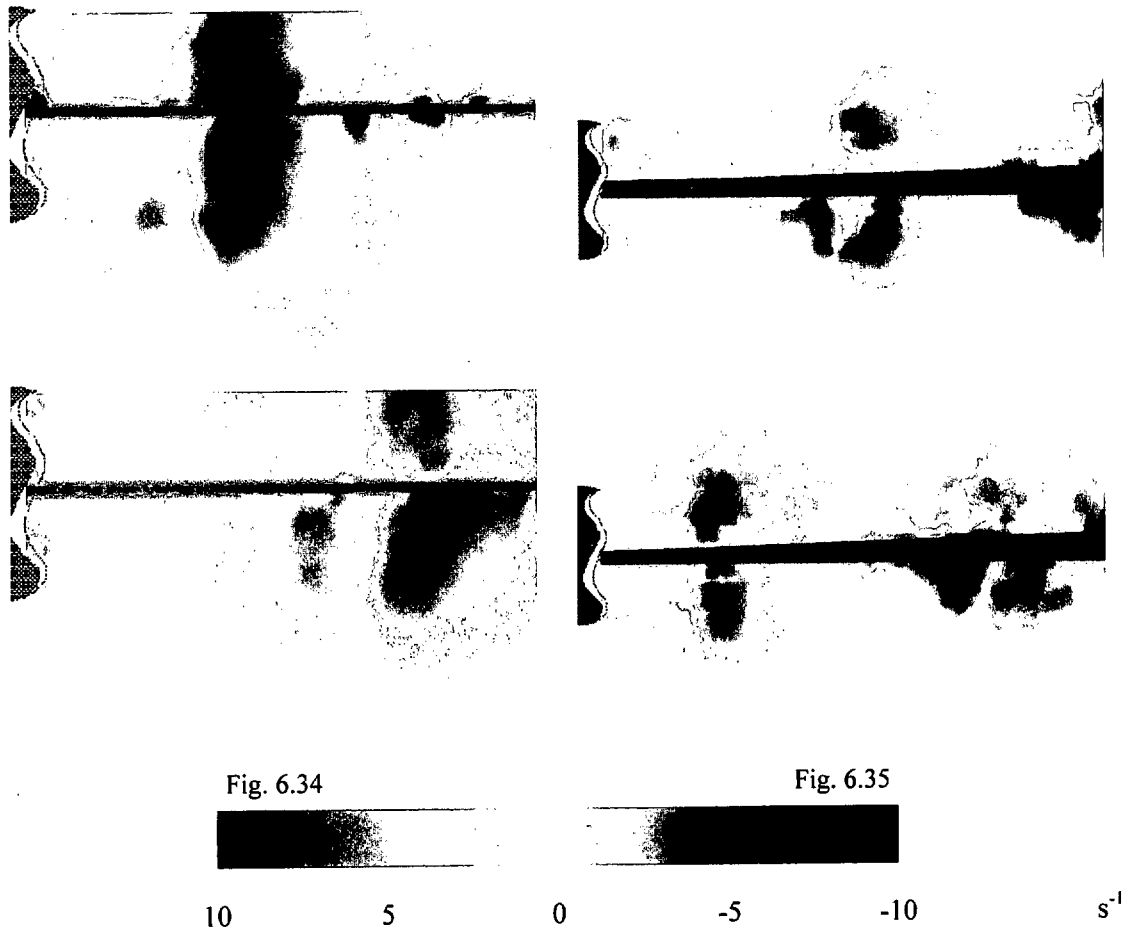


Figura 6.34 y 6.35. Mapas del gradiente acimutal de la velocidad acimutal para dos fases de la señal de forzado axial. (Figura 6.34) Configuración de avance en valle. (Figura 6.35) Configuración de avance en vértice.

La información de los cuatro mapas es coherente. Muestra que existen dos zonas claramente diferenciadas, definidas por su posición axial relativa al vórtice primario. La zona situada sobre la cara de aguas arriba del anillo primario muestra gradientes acimutales positivos de la velocidad acimutal, lo que significa que hay un flujo de salida desde el plano de medida y hacia los dos sentidos. El fenómeno viene esquematizado en la figura 6.36 (a).

La zona situada sobre la cara de aguas abajo del anillo primario, por su parte, muestra gradientes acimutales negativos de la velocidad acimutal, lo que significa que hay un flujo de entrada hacia el plano de medida y desde los dos sentidos de fuera del plano. El fenómeno viene esquematizado en la figura 6.36 (b).

Nótese que, en las dos zonas esquematizadas, el efecto es idéntico en posiciones de valle y de vértice. Esto, por continuidad, obliga a que haya una posición acimutal intermedia entre vértice y valle en la que la velocidad acimutal sea nuevamente cero.

Otro efecto visible en las imágenes de las figuras 6.34 y 6.35 es que el valor del gradiente de velocidad sigue una distribución similar en vértice y en valle (las zonas que muestran una configuración no simétrica, por ejemplo en la zona de la derecha de la figura 6.35, son causadas posiblemente por una mala definición de la posición del eje en los cálculos).

Con toda esta información es posible dibujar una aproximación al perfil acimutal de la velocidad acimutal. Esta aparece, para las dos zonas axiales mencionadas, en la parte inferior de la figura 6.36. Los valores máximos del gradiente en las imágenes de las figuras 6.34 y 6.35 ($\cong 5 \text{ s}^{-1}$) permiten hacer una aproximación del orden de las velocidades acimutales. Un cálculo sencillo da valores máximos del orden de 0.5 cm/s. Compárese esta velocidad con los valores típicos de las componentes axial y radial de la velocidad en la zona ($\sim 1 \text{ m/s}$ y $\sim 0.5 \text{ m/s}$ respectivamente).

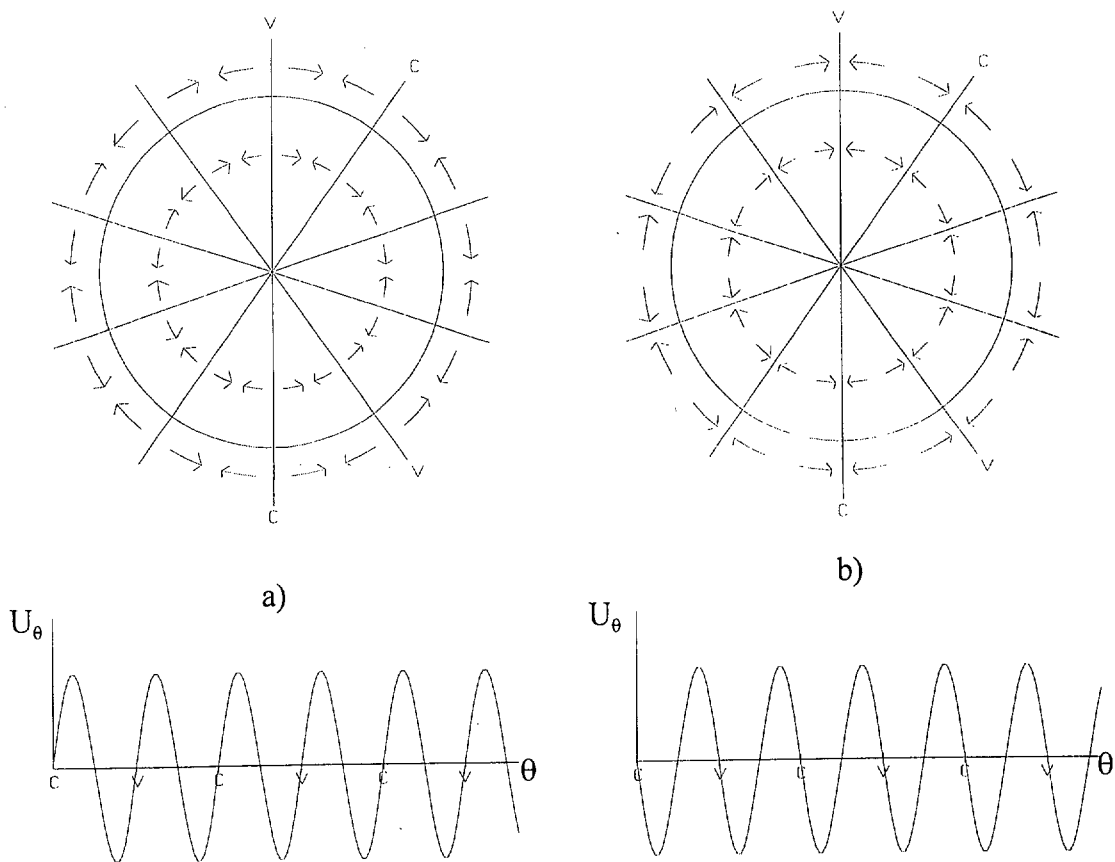


Figura 6.36. Distribución acimutal de la velocidad acimutal en las dos zonas definidas en las figuras anteriores. Los cortes acimutales muestran la tendencia y los gráficos presentan la distribución supuesta a partir de los datos obtenidos en valle y vértice. a) Aguas arriba del anillo primario, b) aguas abajo del anillo primario.

6.3.2.5.3 Coeficiente de zona.

Por último, se ha concebido un coeficiente que permite diferenciar las diferentes zonas del flujo, en función de los valores relativos que en ella toman la vorticidad y la deformación. Dadas sus características, lo denominamos coeficiente de zona, y lo definimos de la forma:

$$coef = \frac{\sigma^2 - \omega^2}{\sigma^2 + \omega^2} \tag{6.16}$$

Este coeficiente se ha utilizado en estudios de intermitencia o de turbulencia bidimensional, para distinguir las diferentes zonas de un flujo ([Babiano 1999, Perrier 1999]). El coeficiente de zona está definido entre -1 y 1 . Valores cercanos a 1 representan zonas donde la deformación es la característica dinámica dominante en el flujo, zonas que habitualmente se denominan celdas de deformación en la literatura. Valores cercanos a -1 representan zonas donde la vorticidad es el parámetro dominante, por tanto, los núcleos de las estructuras de vorticidad.

Por último, valores del coeficiente cercanos a 0 designan zonas donde ambos parámetros son de similar magnitud, lo que se ha dado en llamar “*vortex sheets*” ([Tanaka y Kida 1993])³.

La figura 6.38 a y b muestra la distribución del coeficiente de zona en el campo fluido. En nuestro flujo, las zonas de dominio de la vorticidad y de la deformación son evidentes. En el interior de los vórtices, aunque existe deformación, como ya hemos visto, ésta es pequeña comparada con la vorticidad, lo cual es coherente con nuestra suposición de que dicha deformación se debe a dicha vorticidad.

Las zonas de equilibrio de ambas magnitudes resultan aún más interesantes. El valor 0 del coeficiente aparece, aparte de en una delgada capa intermedia entre vórtices y celdas de deformación, en la capa de cortadura a la salida, una vez aparecida la estructura primaria. Se observa que estas zonas, donde existe vorticidad acimutal considerable y una alta deformación, van perdiendo progresivamente su vorticidad. Esto puede deberse a dos causas. Por un lado a la

³ Debe tenerse en cuenta que el parámetro es muy sensible al ruido. Es evidente que en las zonas donde, tanto la deformación como la vorticidad son pequeños, su importancia relativa no resulta de interés. Esas zonas podrían denominarse zonas de turbulencia de fondo. Para localizarlas, se separan las medidas donde el valor del sumatorio del denominador del coeficiente sea muy bajo. La figura 6.37 presenta un histograma en el que se aprecia la distribución del valor del sumatorio del denominador. Aplicando un criterio conservador, se ha tomado un factor de 0.1 que, multiplicado por el valor medio del sumatorio nos define los niveles que consideramos ruido de fondo. Como se ve en el histograma de la figura, dichos valores son aproximadamente un 20% de las medidas.

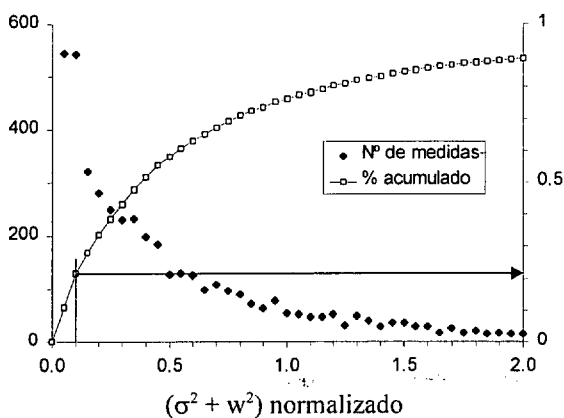


Figura 6.37. Distribución de valores en el campo fluido del término $(\sigma^2 + w^2)$. Factor de corte para la eliminación de ruido de fondo en el cálculo del coeficiente de zona.

concentración de toda la vorticidad acimutal en el anillo. Este efecto parece apreciarse en las zonas cercanas al anillo. Por otro lado, al redireccionamiento de la vorticidad en la dirección axial, mecanismo que produce la aparición de la estructura secundaria. Este efecto parece darse en las zonas alejadas de los anillos, en el centro de los fustes. Nótese que, en estas zonas, al decaimiento de la vorticidad se une un proceso similar para la deformación. Esto parece ser debido a la expansión axial del flujo, una vez desarrollado el anillo principal, que produce el alejamiento de las estructuras primarias de la zona. Finalmente, aguas abajo, los fustes parecen quedar con niveles muy bajos, tanto de deformación como de vorticidad acimutal.

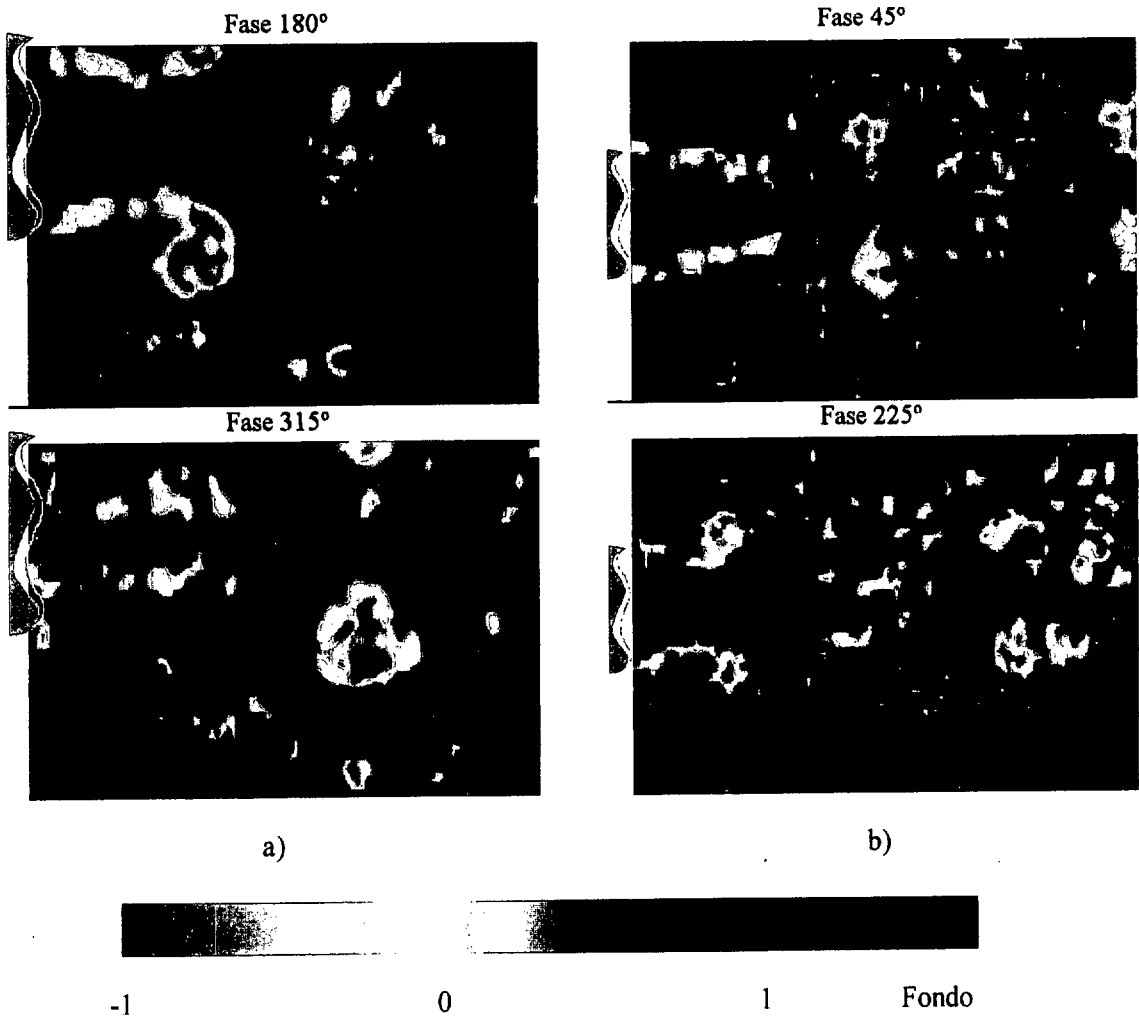


Figura 6.38. Mapas del coeficiente de zona para dos fases de la señal de forzado axial. a) Configuración de avance en valle, b) configuración de avance en vértice

También es notable la aparición de la estructura externa. Esto se aprecia tanto en la configuración de avance en valle como en la configuración de avance en vértice. No obstante,

debe tenerse en cuenta que parte de esta información tiene una intensidad cercana a la del fondo, por lo que puede eventualmente ser apreciada como ruido, con una pequeña variación del factor de corte.

7. Análisis y discusión de los resultados

En este capítulo se pretende analizar de forma conjunta los resultados experimentales expuestos en los capítulos 3 y 6. En ellos se ha mostrado, mediante imágenes de visualización, la geometría del flujo y la aparición de diferentes configuraciones topológicas dependientes de los parámetros del flujo natural y del forzado axial. Para las configuraciones a alto número de Reynolds, se ha aportado, además, medidas cuantitativas de los campos de velocidad, vorticidad y velocidad de deformación. Todo este bagaje experimental nos permite desarrollar un modelo general del flujo, válido para el estudio de las diversas configuraciones.

El comportamiento dinámico de las estructuras en el campo cercano, en el caso laminar, puede resumirse en la aparición de dos tipos de configuraciones límite. Las dos configuraciones se basan en las interacciones entre tres estructuras de vorticidad concentrada, y la diferencia entre ellas estriba en la organización acimutal de una de ellas, que da lugar a las denominadas configuraciones de avance en valle y de avance en vértice. El comportamiento en el caso de avance en valle, en estos experimentos laminares, parece similar al observado para las configuraciones de alta amplitud de forzado de los dos casos transicionales. En este capítulo se expondrá un modelo común, basado en el movimiento de las tres estructuras, del que se desarrollarán las características generales de cada configuración. Esto se lleva a cabo en la sección 7.1.

Las configuraciones de baja amplitud de forzado estudiadas en los dos flujos transicionales del capítulo 6 muestran diferencias sustanciales con las anteriores. La causa primera es que una de las estructuras del flujo desaparece o es indistinguible. A partir de los estudios de

visualización y de las medidas del campo de velocidades sobre esta configuración, se ha derivado otro modelo, que se expone en la sección 7.2.

Las secciones 7.3 y 7.4, finalmente, están dedicadas al análisis de problemas más puntuales, como el escalado de la longitud de onda de la estructura primaria o la organización de la vorticidad en el interior del anillo primario. Este segundo aspecto no ha sido lo suficientemente estudiado y será comentado tan sólo brevemente.

En los modelos propuestos a lo largo de este capítulo se emplean continuamente, sin citarlas, las leyes de Helmholtz y la ley de Biot-Savart. En el capítulo 1 se comentan brevemente estas leyes, y los conceptos fundamentales sobre dinámica de vorticidad no viscosa.

7.1 Análisis de las configuraciones con tres estructuras de vorticidad claramente diferenciadas.

Las imágenes presentadas en el capítulo 3 permiten identificar la aparición y desarrollo de tres estructuras en el campo cercano:

- Una fila de anillos de vorticidad anclados a la frecuencia de forzado y desarrollándose, aproximadamente equiespaciados, a lo largo de la coordenada axial. El sentido de giro de estas estructuras de vorticidad está definido por el sentido de la capa de cortadura del flujo natural.
- Un conjunto de filamentos de vorticidad axial de ambos sentidos, dispuestos alternadamente a lo largo de la coordenada acimutal. Estos filamentos surgen en los fustes y se desarrollan rápidamente hacia los anillos de vorticidad adyacentes.

Estas estructuras han sido estudiadas con detalle en capas planas y chorros descargando en ambientes estáticos. En estos flujos se las designa usualmente como estructuras primaria y secundaria del flujo. Una revisión de los trabajos en este aspecto aparece en el capítulo 2. La alta amplitud de forzado axial empleada en nuestros experimentos sólo parece tener un efecto cuantitativo en estas estructuras, acelerando el proceso de concentración de vorticidad y permitiendo, por tanto, un desarrollo más rápido. Por lo demás, las estructuras no parecen diferir fundamentalmente con las ya estudiadas en la literatura. La tercera estructura presente en el flujo, sin embargo, no parece haber sido estudiada con detalle hasta el momento. Esta es:

- Una fila de anillos de vorticidad anclados a la frecuencia de forzado, intercalados con la estructura primaria a lo largo de la coordenada axial. El sentido de giro de estos anillos es contrario al de los anillos que forman la estructura primaria.

La aparición de esta tercera estructura afecta de forma importante al desarrollo del flujo en el campo cercano. Los experimentos del capítulo 3 muestran que, mediante mecanismos controlados por los parámetros del forzado axial, se producen diversas configuraciones de avance lateral del chorro, que varían fundamentalmente la topología del flujo y pueden afectar a sus características fundamentales. En el desarrollo de estas configuraciones parece estar invariablemente implicada esta tercera estructura.

Los experimentos del capítulo 6, aunque realizados a números de Reynolds un orden de magnitud superior, muestran configuraciones similares a las de los experimentos laminares. En estos casos, sin embargo, las medidas se han restringido a un número de Strouhal fijo y bajo. Remitiéndonos al estudio presentado en el capítulo 3 de la incidencia del Strouhal en la aparición de las diversas configuraciones, se llega a la conclusión de que la única configuración de avance lateral sería una configuración de avance en valle a alta amplitud de forzado. Dicha configuración se observa en las imágenes del capítulo 6, y en ella, las tres estructuras resultan claramente reconocibles. Una rápida comparación de los resultados muestra que las configuraciones son similares, por lo que serán estudiadas en conjunto en esta sección. Como se ha visto, en los experimentos del capítulo 6 aparece una configuración diferente, a menor amplitud de forzado, cuya geometría no encaja con la observada en ninguna configuración laminar. Esta configuración será tratada en la sección 7.2 y no será aludida en ésta.

La estructura primaria ejerce un dominio fundamental sobre el flujo. Los campos de vorticidad y velocidad de deformación, fundamentales en el desarrollo de las otras estructuras, quedan básicamente definidos por la aportación de la estructura primaria. Por tanto, la interacción de las dos estructuras, llamémoslas débiles, con la estructura primaria juega un papel clave en la dinámica del flujo. La interacción entre las dos estructuras “débiles” resulta más sutil. Debido a estos razonamientos, en las próximas subsecciones realizaremos un estudio de la evolución de las dos estructuras débiles de forma independiente y sólo al final se intentará comentar la interacción mutua.

En esta sección nos referiremos fundamentalmente a las imágenes presentadas en el capítulo 3, que proporcionan un campo más amplio y completo del flujo. Los resultados del capítulo 6,

tanto de visualización como de medida de las magnitudes físicas, serán comentados para completar el modelo y resaltar las diferencias debidas al efecto del número de Reynolds.

7.1.1 Evolución de los dos anillos contrarrotatorios de vorticidad acimutal: avance lateral del flujo y aparición de eyecciones.

Veamos primero la evolución de la tercera estructura del flujo, el anillo de vorticidad acimutal, que parece ser el causante de las configuraciones de avance lateral. Las dos estructuras de vorticidad acimutal surgen de las dos capas límite (de las dos corrientes que forman el flujo) que se encuentran en el labio de salida. El forzado axial potencia el desarrollo de cada estructura de forma alternativa, en lo que hemos llamado semiperiodos de impulsión y de retroceso. El forzado permite, además, la rápida concentración de la vorticidad. El efecto sobre la estructura primaria es directo. La estructura terciaria, no obstante, se ve influida por el forzado de dos maneras: por un lado actúa directamente, produciendo una disminución de la velocidad interior en el semiperiodo de retroceso; por otro, indirectamente, el anillo primario recién creado induce, en el mismo semiperiodo, velocidades radiales hacia el interior en las cercanías del labio de salida. De esta forma, ambas estructuras pueden aparecer como formas concentradas de vorticidad en las cercanías de la salida.

Por otro lado, la salida ondulada imprime una perturbación acimutal a estas estructuras. Las medidas junto a la salida muestran que, para bajas amplitudes de forzado axial, ninguna de las dos estructuras se ve afectada por esta perturbación de modo apreciable. En cambio, aumentando la amplitud del forzado o moviéndonos ligeramente aguas abajo, se puede apreciar cómo la estructura terciaria desarrolla una forma claramente ondulada. El proceso no se da al mismo tiempo en la estructura primaria¹. Este comportamiento sugiere que la forma ondulada del anillo negativo no es producto exclusivo de la perturbación, sino que precisa asimismo la presencia de un campo de vorticidades altamente concentrado. Dicho de otra forma, la ondulación del anillo de vorticidad negativo parte de la perturbación sufrida a la salida, pero solo se desarrolla en presencia de un campo de deformaciones capaz de amplificar dicha deformación inicial del anillo.

¹ Cuando se llega a observar la ondulación de la estructura primaria, esta se produce claramente con posterioridad a la ondulación de la estructura terciaria. El mecanismo que actúa en este otro proceso parece ser totalmente distinto y será comentado en la siguiente sección.

Dadas estas dos condiciones (perturbación inicial y campo de deformaciones perpendicular) la estructura terciaria sigue el proceso estudiado por [Corcos y Lin 1985]; es decir, se produce un alineamiento de ciertas partes del anillo negativo en la dirección del campo de deformaciones, unido a una intensificación de la vorticidad de la estructura.

Hasta este momento, el razonamiento sigue básicamente las pautas de otros trabajos anteriores (revisados en el capítulo 2), sobre el mecanismo de aparición de la estructura secundaria. Pero, si bien el mecanismo que produce la ondulación e intensificación de la estructura parece ser similar, el desarrollo de la estructura y su localización en cada momento difieren totalmente de los de la estructura secundaria, como se ve en las imágenes de los capítulos 3 y 6. La estructura secundaria surge en el fuste, al concentrarse vorticidad azimutal residual alrededor del punto de ensilladura creado entre dos anillos primarios consecutivos. El anillo de vorticidad negativa, por el contrario, es una estructura de vorticidad concentrada sobre el propio labio de salida, formada durante el periodo de retroceso de la señal del forzado axial. Su localización inicial, por tanto, no depende de la zona donde el campo de deformaciones sea más favorable, sino de la señal de forzado.

En este sentido, puede argumentarse que la estructura negativa se anclará alrededor del mínimo de la señal de forzado, mientras que la estructura positiva lo hará alrededor del máximo. Por tanto, la localización temporal de las estructuras, al menos en la salida, será aproximadamente equiespaciada. Pero esto no significa que la localización en el espacio lo sea, dado que el campo de velocidades instantáneo en uno y otro instante serán claramente diferentes. Esto produce el retraso del anillo terciario, que aparece en un instante de baja velocidad en la salida, como muestran los mapas de velocidad del capítulo 6.

Por todo ello, la estructura terciaria parece escapar de la influencia de la estructura primaria inmediatamente anterior. En los casos de bajo número de Strouhal el efecto es claro, como se observa en los mapas de deformación. El retraso de la estructura la acerca a la zona donde el campo de deformaciones producido por la estructura que aparece tras ella es considerable. Esto influye decisivamente en su desarrollo posterior, que se ve marcado por las velocidades de inducción y el estiramiento producido por este vórtice primario. Bajo el efecto de inducción del vórtice cercano, que empieza a enrollar la capa de mezcla, la estructura terciaria describirá una trayectoria de arco circular alrededor del vórtice primario. Este proceso irá unido a la potenciación de la forma ondulada del anillo terciario debido a su situación en una zona donde

la deformación es considerable. Finalmente, formará una estructura de avance lateral, aguas abajo del anillo positivo que ha realizado el proceso de inducción. Este proceso se observa, tanto en las visualizaciones longitudinales del flujo presentadas en los capítulos 3 y 6, como en los mapas de vorticidad del capítulo 6.

La comprensión del comportamiento dinámico de la estructura negativa podrá realizarse más fácilmente mediante la presentación de diagramas sencillos. En las figuras de este capítulo se ha optado por representar las estructuras de vorticidad concentrada mediante líneas. El grosor de las líneas utilizadas pretende informar sobre la circulación relativa de las diferentes estructuras. Por último, es necesario subrayar que, por motivos de claridad, la evolución de las estructuras se representa de forma consecutiva en los diagramas. Esta representación consecutiva en la dirección axial no pretende dar ninguna información cuantitativa sobre la posición axial a la que se producen los diferentes procesos, sino que es un simple convenio. En muchos casos, los procesos descritos en un diagrama suceden rápidamente, en las cercanías del labio de salida y su despliegue en el diagrama sólo se debe a motivos de claridad. Además, cabe señalar que las distancias axiales a las que se realizan los distintos procesos dependen de las características de cada flujo, aunque las configuraciones sean similares.

Hasta el momento, hemos comentado dos efectos que, sobre el anillo de vorticidad negativa, tiene el hecho de que aparezca en las inmediaciones de dos anillos de vorticidad positiva. Uno es el estiramiento que sufre, lo que conduce a la potenciación de su forma ondulada. El otro es su movimiento global inducido por su cercanía a uno de los anillos positivos. Ambos efectos ocurren, naturalmente, de forma simultánea, aunque su evolución relativa puede depender de las condiciones experimentales. Para comentar escalonadamente los efectos, la figura 7.1 muestra el proceso que seguiría el anillo de vorticidad positiva en ausencia del primer efecto aquí comentado. Esto puede darse en el caso de que no se imponga una perturbación acimutal al flujo. Asimismo, las imágenes tomadas para baja amplitud de forzado en el capítulo 3 (figura 3.7) muestran que, en dichos casos, la ondulación acimutal del anillo negativo no resulta apreciable hasta posiciones axiales en torno a $z = 2D$, con lo que el proceso mostrado en la figura 3.1 también resulta adecuado para explicar el comportamiento en dichas zonas.

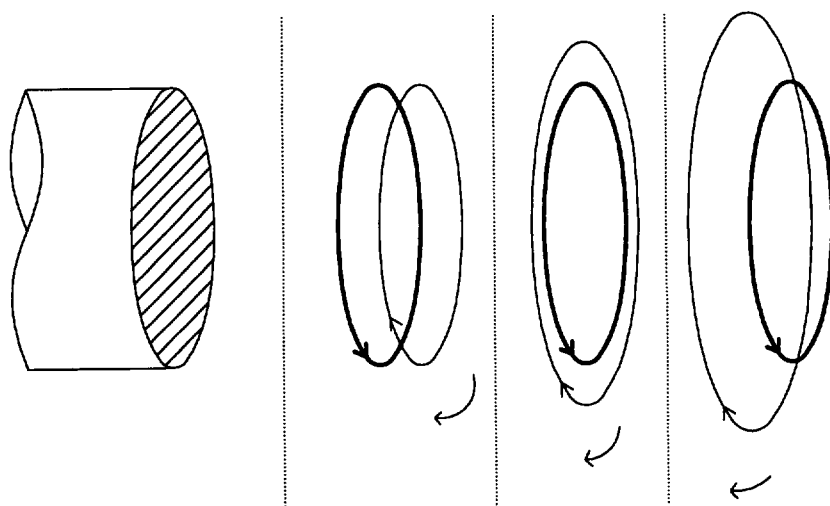


Figura 7.1. Modelo propuesto de la evolución del anillo de vorticidad negativa (línea fina) en el campo cercano, debido a la inducción del anillo de vorticidad positiva (línea gruesa). Caso aplicable a flujos no perturbados acimutalmente, o en los que las condiciones del flujo (amplitud de forzado axial, número de Reynolds...) retrasen el desarrollo de una ondulación acimutal del anillo negativo. Las líneas verticales discontinuas tratan de recordar que la posición axial entre configuraciones sólo da una información cualitativa (en cuanto a posiciones relativas), pero no cuantitativa (las tres configuraciones no ocurren simultáneamente, es decir, el dibujo no muestra una configuración completa, que describa en un determinado instante todo el campo fluido).

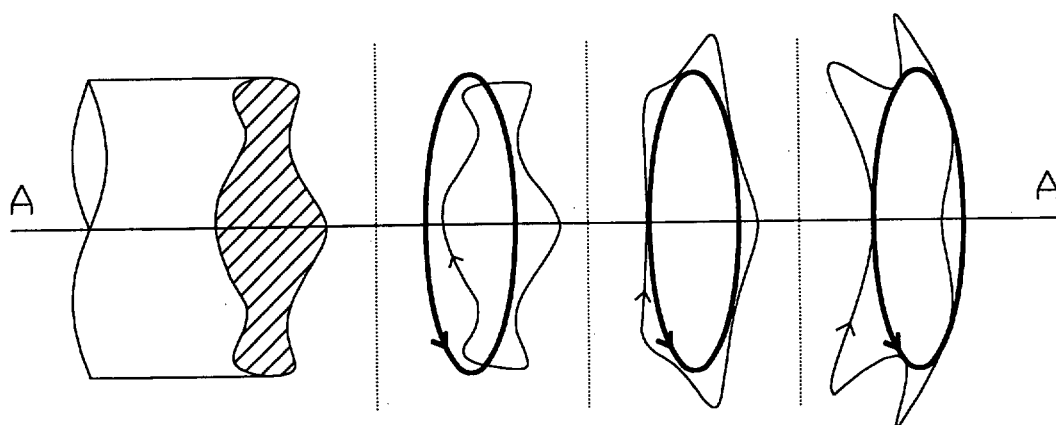


Figura 7.2. Modelo propuesto de la evolución del anillo de vorticidad negativa (línea fina) en el campo cercano y amplificación de su forma ondulada, debido a la inducción del anillo de vorticidad positiva (línea gruesa) y al campo de deformaciones que crea.

En el caso más general, observable en la mayoría de las medidas de los capítulos 3 y 6, las condiciones del flujo permiten el rápido desarrollo de la deformación acimutal del anillo. La figura 7.2 permite observar el proceso en este caso. Una comparación directa entre la información de las figuras 7.1 y 7.2 es inmediata.

En la figura 7.2 se observa que el anillo de vorticidad positiva no muestra en ningún momento ondulación acimutal alguna. Se podía argumentar que esa ondulación debiera existir en los dos anillos de vorticidad acimutal, ya que es una condición impuesta en el labio de salida. El razonamiento en que nos hemos basado para considerar al anillo positivo como axisimétrico se fundamenta en el hecho de que el lobulado de la salida supone una perturbación débil (para él). Por ello, la imposición de dicha perturbación no obliga al desarrollo inmediato de una estructura ondulada que resulte evidente a gran escala. El motivo que hace que la estructura negativa desarrolle la ondulación y la estructura positiva no la desarrolle (en el campo cercano) puede encontrarse en la acción del campo de deformaciones creado en el flujo. Este campo se debe fundamentalmente a la acción de los anillos de vorticidad positiva, cuya circulación es mucho mayor que la del resto de las estructuras del flujo. Esto puede observarse claramente en los mapas de deformación del capítulo 6. Por tanto, el campo de deformaciones creado no producirá el estiramiento del propio vórtice que lo genera (no amplificando su forma levemente ondulada) mientras que sí estirará las estructuras cercanas, por lo que amplificará su ondulación. Como puede verse en los mapas de deformación del capítulo 6, la estructura negativa se desarrolla en una zona donde el campo de deformaciones alcanza valores considerables.

Aunque el esquema de la figura 7.2 es sencillo, la geometría de la capa de mezcla que representa es compleja. Las estructuras de vorticidad representadas producen la deformación de la interfase, creando zonas de intermitencia. Para comprobar la adecuación del modelo a los datos experimentales presentados, la figura 7.3 presenta la estructura deformada de la capa de mezcla mediante un corte longitudinal y en dos transversales. Esta estructura es la que se infiere de la información del esquema de la figura 7.2.

La comparación entre las estructuras mostradas en los dibujos de la figura 7.3 y la evidencia experimental de los capítulos 3 y 6 nos permite concluir que este sencillo modelo refleja básicamente las características fundamentales de la geometría exterior del flujo. La parte interior de los anillos de vorticidad positivos y la zona de los fustes no resulta semejante a la que aparece en los experimentos, puesto que en el modelo aún no se ha introducido la estructura secundaria, cuya influencia en dichas zonas es determinante. El efecto del número de Reynolds no parece alterar el desarrollo del flujo en el campo cercano, al menos para el caso de la configuración estudiada.

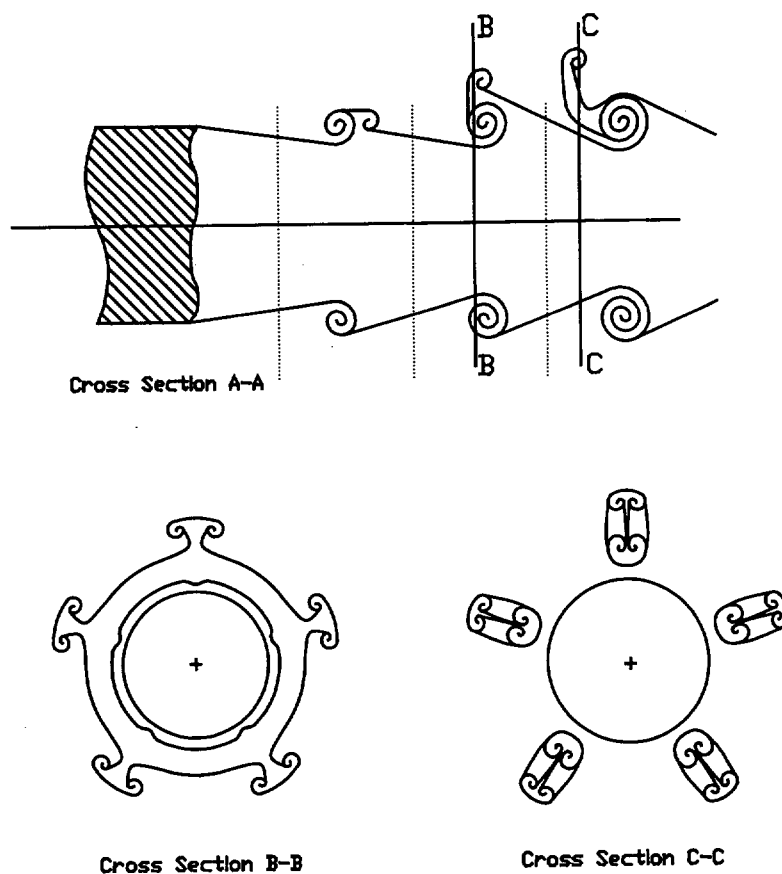


Figura 7.3. Representación de la capa de mezcla deformada para las configuraciones esquematizadas en la figura 7.2. El corte longitudinal representa la sección AA que aparece señalada en la citada figura y la posición de los cortes transversales BB y CC viene descrita en el corte longitudinal. Las líneas verticales discontinuas (en la sección AA) tratan de recordar que la posición axial entre configuraciones sólo da una información cualitativa pero no cuantitativa.

Debe notarse que las figuras 7.2 y 7.3 han sido dibujadas tomando el caso más sencillo, que es el de desarrollo lateral en vértice. En el margen izquierdo de las figuras (en la figura 7.2 en perspectiva), la salida muestra el lobulado, observándose fácilmente que las zonas de avance se alinean con máximos del perfil. Sin embargo, la geometría mostrada es válida tanto para configuraciones de desarrollo en valle como para configuraciones de desarrollo en vértice. Se puede observar en las imágenes del capítulo 3 que las configuraciones en el campo cercano no difieren mucho unas de otras, salvo por la localización acimutal de su avance lateral y por el hecho de que unas aparecen a mayor amplitud de forzado, y por tanto resultan en estructuras de mayor circulación y desarrollo. En el capítulo 6 no puede darse esta comparación, ya que no se han estudiado flujos que den estructuras de avance lateral similares a las vistas en el capítulo 3 (que ocurren a mayor número de Strouhal) y las que aparecen son de un tipo diferente. No

obstante, se puede observar cómo la configuración de avance en valle del capítulo 6 resulta adecuadamente descrita en sus inicios por el diagrama de la figura 7.2.

7.1.1.1 Organización acimutal: configuraciones de avance en valle y en vértice.

El aspecto fundamental que queda por tratar en cuanto a las organizaciones de avance lateral en el campo cercano concierne a su disposición acimutal. La figura 3.9 resumía la información obtenida respecto a esta característica del flujo. Se puede distinguir dos configuraciones fundamentales, aquella que resulta en el avance lateral del flujo interior en posiciones alineadas con los vértices de la salida lobulada, y la que resulta en avance en posiciones alineadas con los valles. Se observó que estas dos configuraciones no representaban, para un amplio rango de números de Strouhal, más que las posiciones límite de un proceso continuo. Conforme se aumentaba la amplitud de forzado, el flujo comenzaba a mostrar primero un tímido avance en las zonas alineadas con los vértices, avance que iba aumentando progresivamente. Continuando con el aumento de la amplitud de forzado, llegaba un momento en el que empezaba a desarrollarse un proceso de avance similar en posiciones de valle. De forma aparentemente “relacionada” (aunque el estudio no es lo suficientemente preciso como para asegurarlo), el avance en vértice comenzaba a disminuir, conforme aumentaba el avance en valle. Esto daba lugar a una configuración de avance en ambas posiciones que ha sido llamada “*doubling mode*”. Aumentando aún más la amplitud de forzado, el avance en vértice desaparecía y el avance en valle continuaba su desarrollo. Por último, para bajos números de Strouhal, el avance solo se producía en valle y a partir de valores altos de la amplitud de forzado. Parece que esto puede deberse a que la diferencia entre las amplitudes a las que empiezan a aparecer los avances en vértice y en valle se hace más pequeña conforme disminuye el número de Strouhal. A partir de esta evidencia, se puede razonar que llegará un momento en el que la amplitud necesaria sea la misma y la configuración más fuerte, que parece ser la de valle, prevalezca.

Por tanto, queda por explicar esta organización en valle o vértice, dependiente de la amplitud de forzado. La figura 7.3 nos muestra una configuración de avance lateral en vértice, que resulta de los argumentos aportados hasta ahora. Se requiere, por tanto, una explicación para el mecanismo que hace que, al aumentar la amplitud de forzado, esta configuración pase a convertirse en una de “doblado” y luego a una de avance exclusivo en valle. Para ello es preciso estudiar el campo de velocidades en la zona de salida para el intervalo de tiempo en el

que se produce la formación del anillo de vorticidad negativa. En este sentido, la información de los mapas de velocidad del capítulo 6 es de especial relevancia.

El argumento que vamos a exponer es que, como muestran los mapas de velocidad, al aumentar la amplitud de forzado, en el semiperiodo de retroceso, la componente radial de la velocidad en las cercanías del labio de salida se hace mayor². Este comportamiento se basa en la inducción del vórtice primario precedente. La idea es que el anillo de vorticidad negativa se concentra sobre el labio de salida, al igual que lo observado con los anillos positivos, y luego deriva aguas abajo sometido al campo de velocidades que existe en sus cercanías. Por tanto, la posición del anillo de vorticidad negativa con relación al anillo de vorticidad positiva subsiguiente, cuando este último se concentre sobre el labio de salida, dependerá de la amplitud de forzado.

Un esquema del proceso propuesto aparece en la figura 7.4. Para el caso de baja amplitud de forzado (a), el anillo de vorticidad negativo se encuentra con un campo de velocidades paralelo o con una pequeña incidencia de efectos de succión. Por ello, su movimiento aguas abajo corresponde al presentado en la figura, es decir, movimiento exclusivo en la dirección axial. Cuando el anillo positivo empieza a concentrarse, junto al labio de salida, el anillo negativo comenzará a verse influido por su inducción, lo que le llevará a girar alrededor del vórtice primario. Este giro vendrá unido a un estiramiento producido por el campo de deformaciones generado por el anillo en formación y los adyacentes. Este segundo proceso hace que las zonas más cercanas del anillo negativo se acerquen e incluso sean ingeridas por el anillo positivo. Para el caso de baja amplitud de forzado (a), esas zonas, como se observa claramente en el esquema, son las zonas alineadas con valle. Por tanto, las zonas alineadas con vértice escapan inicialmente a esta ingestión y pueden dar lugar a configuraciones de avance lateral en vértice.

El caso de alta amplitud de forzado viene esquematizado, de forma exagerada para su mejor observación, en la figura 7.4b. En este caso, el anillo de vorticidad negativa se encuentra, en el momento de su generación, con un campo de velocidades en el que las velocidades radiales negativas (hacia el eje del flujo) resultan considerables en las cercanías de la salida (como mostraba la figura 6.24). En la zona de valle, las velocidades radiales son mayores que en el vértice y se aplican antes (aguas arriba) a la estructura. Por tanto, el efecto global será el de un

² En valor absoluto, ya que en dicho semiperiodo las velocidades radiales junto al labio de salida son negativas.

giro de la estructura alrededor de un eje hipotético, cercano al labio de salida en vértice. Este giro desplazará radialmente la zona de valle hacia el eje del flujo. Cuando el anillo positivo empieza a concentrarse, junto al labio de salida, el proceso de inducción antes referido volverá a tener lugar. El anillo negativo comenzará a verse influido por la inducción del positivo, lo que le llevará a girar alrededor de él. Sin embargo, en este caso la succión de partes de la estructura y su estiramiento tendrán una localización acimutal diferente, ya que, dado el movimiento sufrido por la estructura negativa, la zona más cercana al anillo positivo ya no es la zona alineada con el valle, sino la zona alineada con el vértice. Por tanto, el proceso continuará y, en caso de producirse una configuración de avance lateral reconocible, ésta ocurrirá en valle.

Naturalmente, dado que la variación de la amplitud de forzado es suave, la variación del campo de velocidades a la salida no puede ser abrupta, por lo que puede existir una serie de casos intermedios entre los dos límites ya comentados. La figura 7.4c muestra uno de estos casos intermedios. El anillo se encuentra con velocidades radiales en la zona de salida, pero no tan violentas como en el caso (b), aunque conservando, evidentemente, su información acimutal (incidencia primero en valle y luego en vértice). Por lo tanto, su movimiento será intermedio entre el casi exclusivo giro del caso (b) y la casi exclusiva traslación del caso (a). Como consecuencia, al aparecer el anillo positivo y desarrollarse el proceso de inducción, la zona más cercana y, por tanto, la que sufrirá directamente el proceso de absorción, no es ni la zona de valle ni la de vértice, sino una zona intermedia. Como se observa en el esquema, este hecho provoca el doblado de la estructura terciaria a lo largo de su giro. Finalmente, la configuración podrá ser de avance lateral en valle, de avance en vértice, de avance simultáneo en ambas posiciones (el “*doubling mode*” de [Lasheras, Liñán, Lecuona y Rodríguez 1992]), o de desaparición de la estructura en ambas zonas, absorbida totalmente por el anillo positivo. En el presente estudio, este último caso no ha sido explorado, ya que no da lugar a la aparición de estructuras de avance lateral.

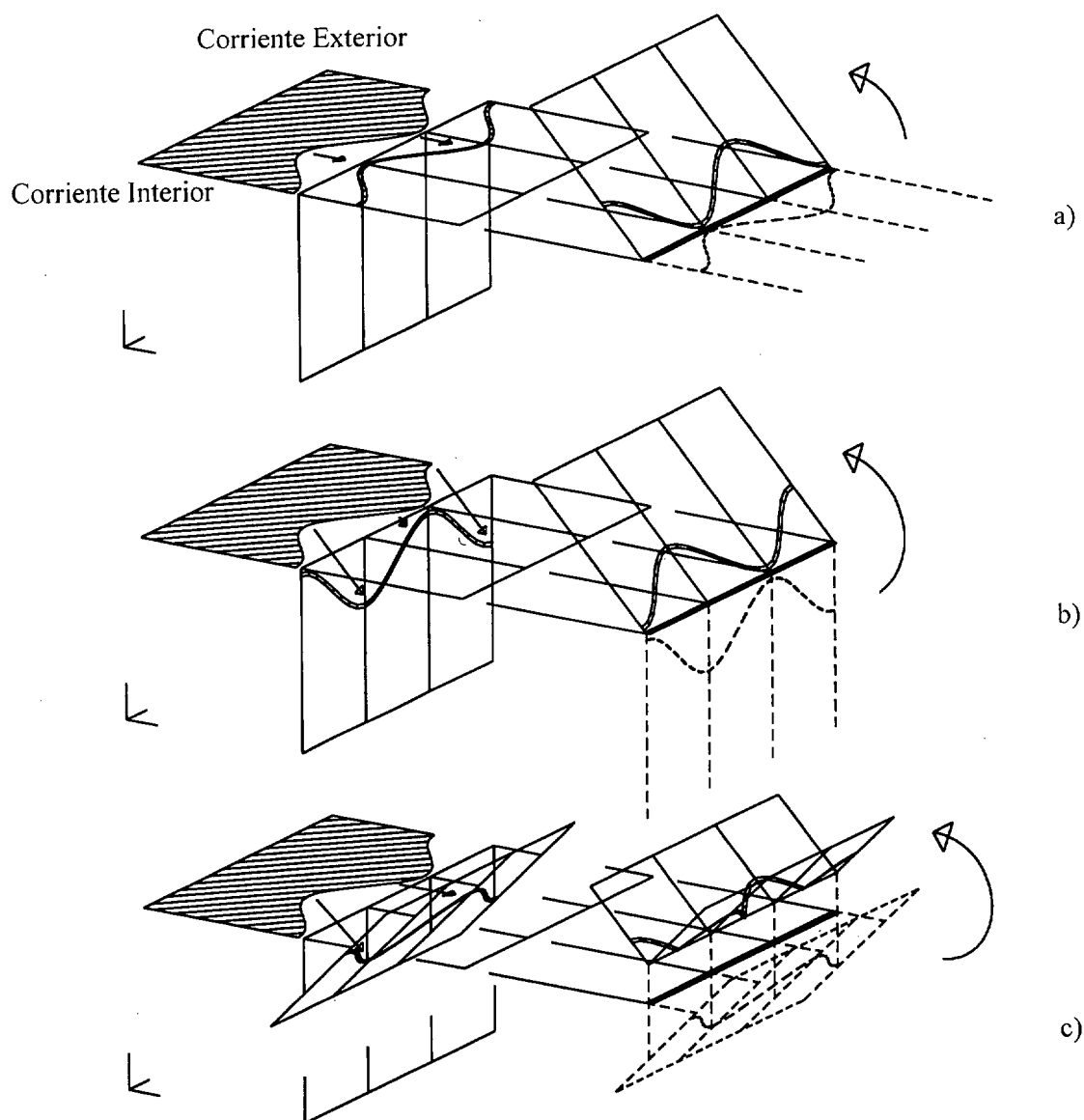


Figura 7.4. Esquema de los diferentes movimientos que pueden darse a la salida durante el semiperiodo de retroceso y su influencia en la posterior organización acimutal de la estructura terciaria. En el esquema se ha sustituido la simetría cilíndrica por simetría plana para mayor claridad del gráfico. La derivación de las conclusiones para el caso axisimétrico es inmediata.

Como hemos visto, en las visualizaciones de los flujos transicionales, las configuraciones para alta amplitud de forzado resultan razonablemente similares a las observadas en el flujo laminar. Aparecen tres estructuras de vorticidad que definen la geometría del flujo, los anillos primarios, la estructura secundaria que se mantiene en la zona interna en los fustes y el anillo terciario de signo negativo, que desarrolla un perfil fuertemente ondulado que, por los mecanismos ya explicados, degenera en estos casos de alta amplitud de forzado en el desarrollo

de estructuras de avance lateral en valle. De este modo, el comportamiento en las cercanías de la salida es claramente similar independientemente del número de Reynolds. Sin embargo, al alejarse de la salida, las estructuras de los casos de alto número de Reynolds aumentan su complejidad respecto a las laminares. Esto se considera que es debido al más rápido crecimiento de las perturbaciones incontroladas que produce el mayor número de Reynolds, dando lugar a topologías más complejas. Estas configuraciones, sin embargo, se ajustan básicamente a los esquemas comentados.

7.1.1.2. Eyecciones laterales autopropulsadas.

Los procesos de eyección mostrados en la figura 3.8 parecen realizarse según el mecanismo comentado por [Martin y Meiburg 1991]. Un esquema de dicho mecanismo aparece en la figura 7.5.

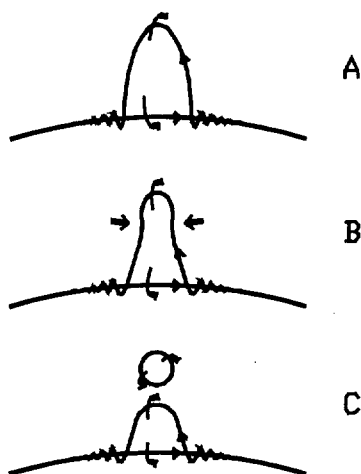


Figura 7.5. Mecanismo de una eyección. Proceso de reconexión de dos filamentos de vorticidad, produciendo la aparición de un anillo autopropulsado. Adaptado, con algunas modificaciones, del modelo propuesto por [Martin y Meiburg 1991].

La figura 7.5 muestra cómo la eyección se desarrolla lateralmente, autopropulsada, mientras cierta estructura negativa residual permanece asociada al anillo positivo. En la mayoría de los casos, esta estructura residual no ha mostrado un efecto de importancia, pero para muy alta amplitud de forzado sí puede tenerlo, como muestra la imagen de mayor amplitud de la figura 3.7a.

Las medidas del capítulo 6 muestran configuraciones más complejas. En el caso de que se produzca una eyección, ésta no resulta ser un anillo de vorticidad simple, sino un cúmulo de

estructuras de pequeña escala. La explicación a este comportamiento debe buscarse en las mayores concentraciones de vorticidad que producen el alto número de Reynolds, y la alta amplitud de forzado. La alta concentración de vorticidad de las estructuras positivas genera un campo de deformaciones más fuerte que en el caso laminar, el cual favorece el desarrollo de las perturbaciones y, eventualmente múltiples procesos de reconexión entre los filamentos de vorticidad presentes en el flujo, dando lugar a un rosario de anillos de vorticidad

7.1.2 Evolución de la estructura secundaria.

Una vez estudiado el desarrollo de la estructura exterior, responsable de los fenómenos de avance lateral, pasamos a estudiar el desarrollo de la estructura interior del flujo o estructura secundaria.

Esta estructura de vorticidad resulta anclada por la perturbación acimutal, concentrándose en pares de filamentos de vorticidad axial distribuidos a lo largo de la coordenada acimutal. [Liepmann y Gharib 1992] mostraron que la estructura, para chorros sin coflujo, seguía un desarrollo similar al observado en capas planas por [Bernal y Roshko 1986 y Lasheras y Choi 1988].

En todos los casos presentados en el desarrollo de esta tesis, se observa que la estructura interior se ancla en posiciones de vértice. Si aplicamos los razonamientos de [Corcos y Lin 1985 y Lasheras y Choi 1988] para estudiar su generación, se puede llegar a la conclusión de que proceden de filamentos de vorticidad azimutal negativa en el fuste. Un esquema de este mecanismo puede verse en la figura 7.6.

Nótese que esta configuración de la estructura axial interior (llamada comúnmente estructura secundaria en la literatura) es similar para todos los casos estudiados, independientemente del número de Reynolds, número de Strouhal y amplitud de forzado. Incluso se observa una configuración similar en el campo lejano para el caso de ausencia de forzado axial (flujo natural). El resultado es inesperado, ya que postula la existencia de vorticidad negativa dominante en el fuste independientemente de la amplitud de forzado axial. Ahora bien, que la estructura negativa domina en el fuste para altas perturbaciones axiales es fácilmente asumible, teniendo en cuenta la forma de los perfiles de velocidades calculados en el capítulo 3.2.2, pero el mismo comportamiento en el caso natural no resulta evidente. Podría razonarse que las distintas vorticidades se acumulan de forma alternada a lo largo de la

coordenada axial. De cualquier forma, las imágenes del capítulo anterior muestran claramente que la estructura secundaria surge de vorticidad acimutal negativa, al menos en el caso de dos chorros coaxiales. En el caso de un chorro que desagüe en el ambiente, Liepmann y Gharib observaron experimentalmente la existencia de estructuras similares a las aquí presentadas; pero dado que no existía forzado azimutal, no se pueden obtener conclusiones sobre su origen. Según nuestro modelo, la estructura debe formarse a partir de vorticidad residual positiva en el caso de chorro sin coflujo y no forzado, ya que hemos propuesto que el forzado y el coflujo son las dos causas de generación de vorticidad negativa sobre el labio de salida. Un estudio en mayor profundidad de este aspecto (observando el comportamiento para valores de la relación de velocidades u_R que varíen de 0 a 1), que servirá para validar esta parte del modelo, queda como desarrollo futuro de esta tesis.

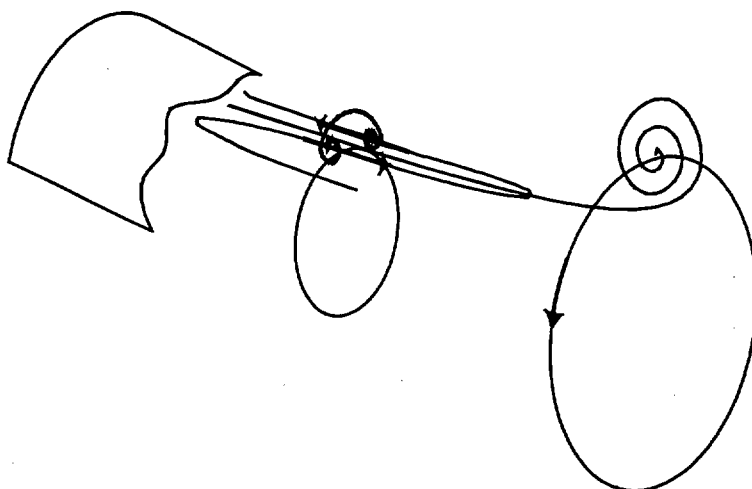


Figura 7.6. Esquema de la organización de la estructura axial interior en el fuste. El mecanismo de [Lasheras y Choi 1988] mostraba cómo la estructura era el resultado del estiramiento y ondulación de un hilo de vorticidad axial residual. Se observa que, si la estructura se ancla en posiciones de vértice, la estructura inicial debe ser de vorticidad negativa (compárese el sentido acimutal de los filamentos ondulados con el del anillo de vorticidad positiva).

Con la inclusión de la estructura secundaria, el modelado del flujo queda completo. La figura 7.7 muestra una revisión de la figura 7.2 incluyendo la información de la estructura secundaria.

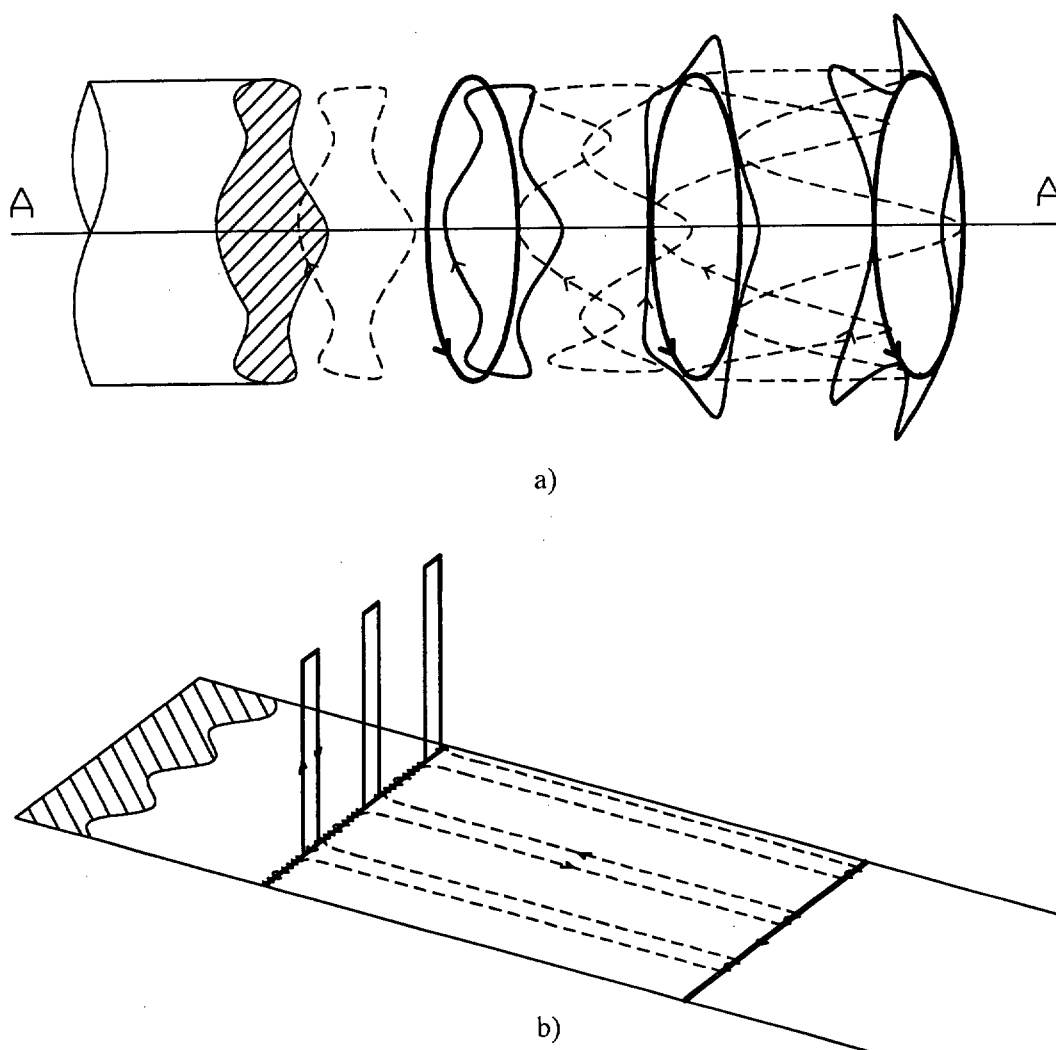


Figura 7.7. Modelo propuesto de la evolución de la estructura secundaria (línea fina discontinua) y de la estructura terciaria (línea mediana) en el campo cercano. Configuración de avance lateral en vértice. Amplificación de su forma ondulada, debido a la inducción del anillo de vorticidad positiva (línea gruesa) y al campo de deformaciones que crea. a) Esquema tridimensional. Recuérdese que la posición axial entre configuraciones sólo da una información cualitativa pero no cuantitativa. b) Simplificación plana de la organización de la estructura secundaria aguas abajo.

Similarmente a lo expuesto en la figura 7.3, la figura 7.8 presenta la estructura de la capa de mezcla siguiendo las directrices de la figura 7.7.

La comparación de la información recogida en las figuras 7.7 y 7.8 con la de las figuras 7.2 y 7.3 permite definir claramente el efecto de la estructura secundaria. Nótese la organización no axisimétrica de la capa de mezcla en el fuste (sección AA), la mayor concentración de la estructura en fuste (sección CC) y el incipiente desarrollo en la zona del anillo positivo

(sección BB), Asimismo, es interesante señalar que esta configuración facilita una interacción entre la parte interior de la estructura terciaria y la parte exterior de la secundaria, localizadas en las mismas posiciones acimutales, de sentidos opuestos y enfrentadas. Las visualizaciones muestran efectos complejos en la zona.

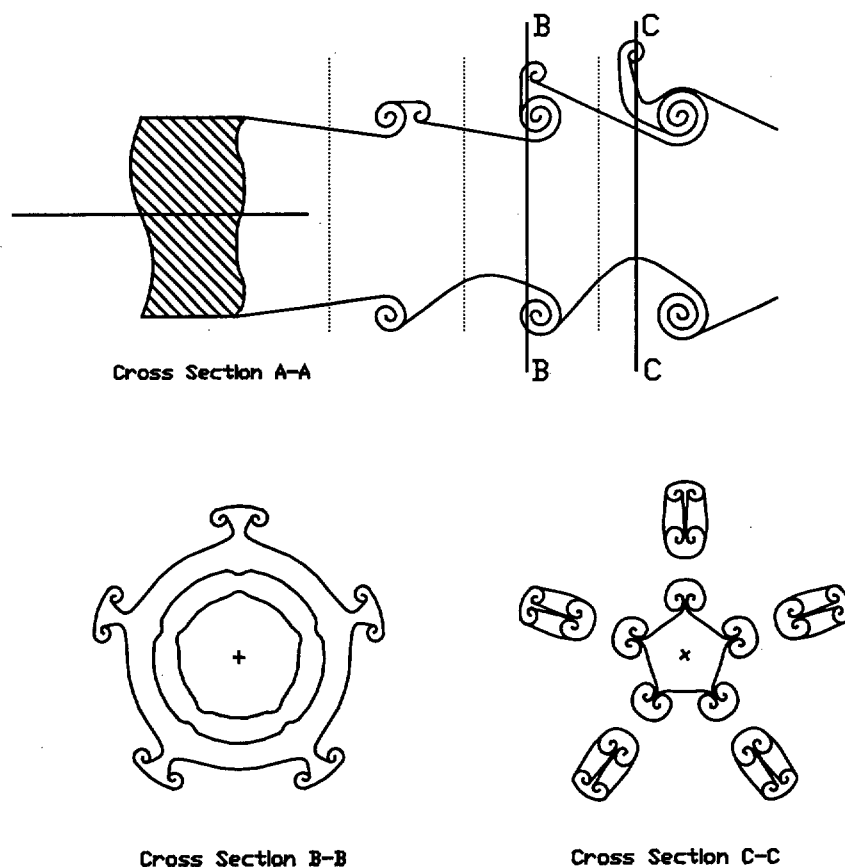


Figura 7.8. Representación de la capa de mezcla para las configuraciones esquematizadas en la figura 7.7. Configuración de avance lateral en vértice. El corte longitudinal representa la sección AA que aparece señalada en la citada figura y la posición de los cortes transversales BB y CC viene descrita en el corte longitudinal.

Las figuras anteriores tratan el caso de la configuración de avance lateral en vértice, observada en los experimentos del capítulo 3. En el caso de configuración de avance lateral en valle, observada en experimentos del capítulo 3 y en los de alta amplitud de forzado del capítulo 6, la disposición acimutal de la estructura secundaria es la misma, como ya se ha comentado. Dado que cambia considerablemente la organización de la estructura terciaria, se presentan gráficos explicativos de esta configuración. Estos aparecen en las figuras 7.9 y 7.10.

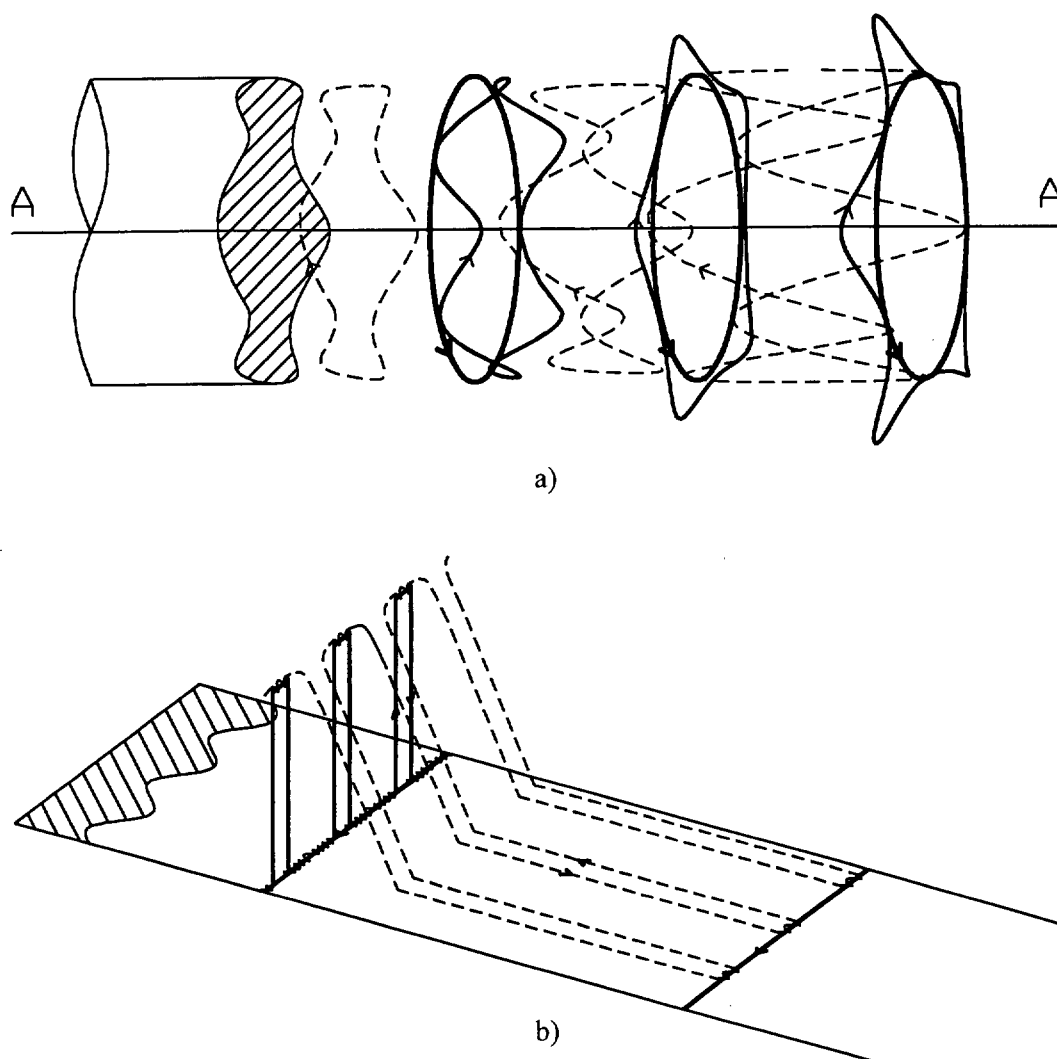


Figura 7.9. Modelo propuesto de la evolución de la estructura secundaria (línea fina discontinua) y de la estructura terciaria (línea mediana) en el campo cercano. Configuración de avance lateral en valle. Amplificación de su forma ondulada, debido a la inducción del anillo de vorticidad positiva (línea gruesa) y al campo de deformaciones que crea. a) Esquema tridimensional. b) Simplificación plana de la organización aguas abajo.

La figura 7.9 muestra cómo, aunque la organización general de la estructura secundaria es la misma, en la zona de la estructura secundaria existen diferencias considerables. El motivo es la alineación de las estructuras, que en el caso de avance en vértice se encontraban enfrentadas. Ese motivo hace que, en su parte de aguas arriba, la estructura secundaria no se enrolle sobre el anillo primario, sino sobre el más próximo anillo negativo. En el caso de avance en vértice este proceso no es posible ya que el anillo negativo se enrolla él mismo en el anillo primario en la zona. Debido a este proceso, el desarrollo ulterior de la zona de aguas arriba de la estructura secundaria va ligado al movimiento del anillo negativo, como se muestra en la figura 7.9b.

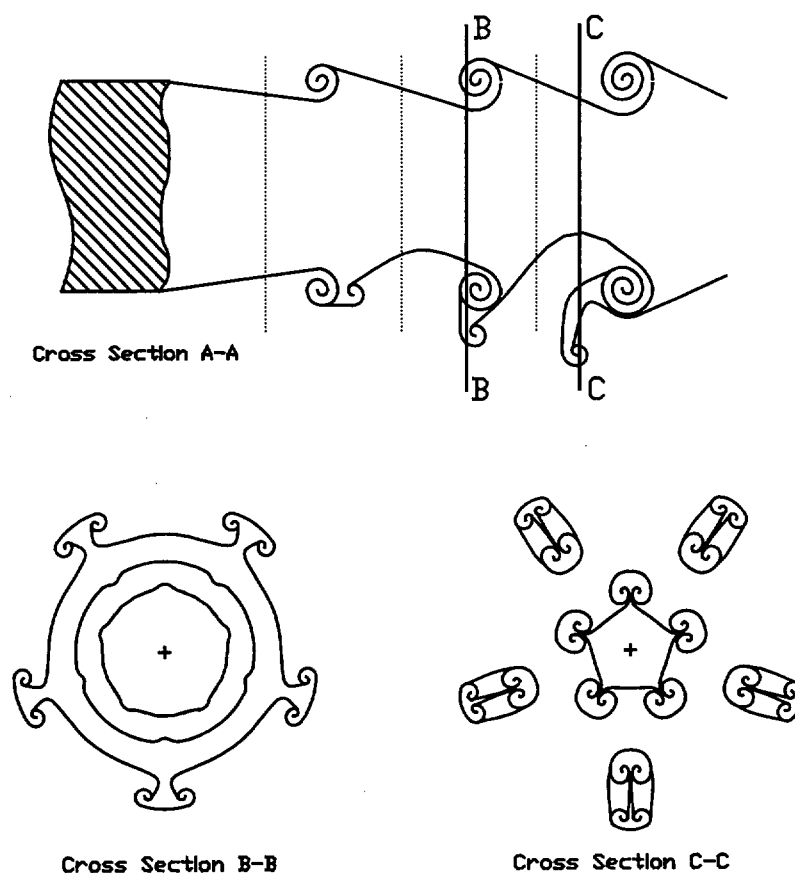


Figura 7.10. Representación de la capa de mezcla para las configuraciones esquematizadas en la figura 7.9. Configuración de avance lateral en valle. El corte longitudinal representa la sección AA que aparece señalada en la citada figura y la posición de los cortes transversales BB y CC viene descrita en el corte longitudinal.

La figura 7.10 muestra la organización de la capa de mezcla para este caso. Nótese que ahora las estructuras interiores y exteriores no ocupan las mismas posiciones acimutales, sino que aparecen intercaladas. Esto se observa claramente en la sección CC y puede suponer un beneficio para el desarrollo de la estructura de avance lateral. El grado de acuerdo entre estos modelos y las imágenes de avance en valle del capítulo 3 y 6 es completo.

El movimiento, solidario a la estructura terciaria, de la estructura secundaria en la zona de aguas arriba no puede mantenerse mucho tiempo. La estructura terciaria se retrasa lentamente. El proceso debe finalizar en el arrollamiento de la estructura secundaria alrededor del anillo primario. Este proceso viene ya sugerido en la última estructura del corte longitudinal de la figura 7.10. Un esquema del proceso aparece en la figura 7.11.

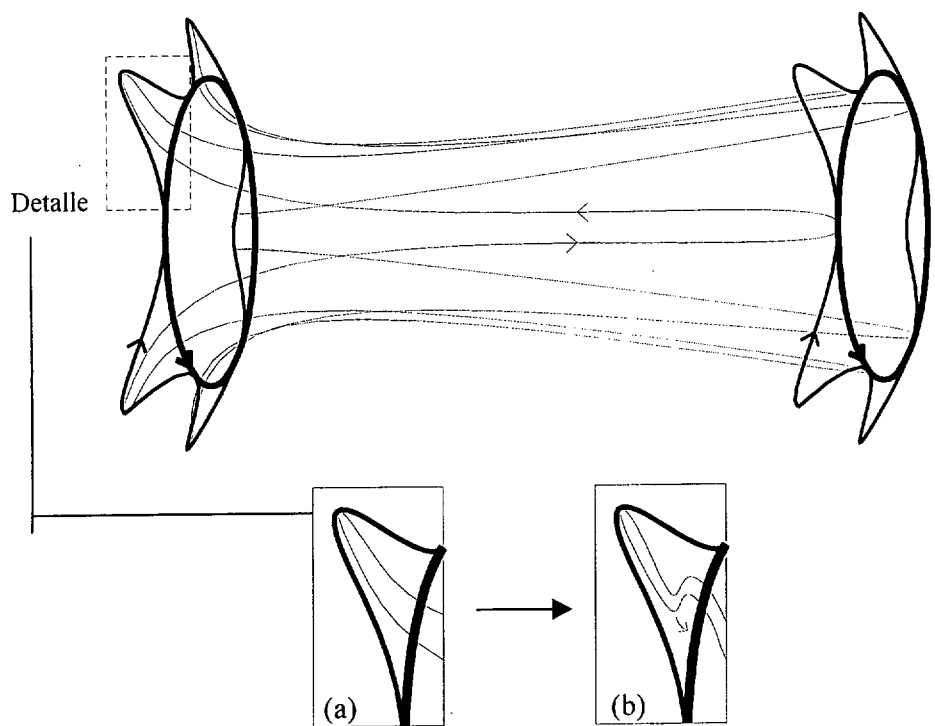


Figura 7.11. Modelo de la organización de la estructura secundaria entre anillos de vorticidad. El detalle (a) muestra la supuesta organización de los filamentos de vorticidad de la estructura secundaria junto al vórtice de aguas arriba y en el caso de configuración de avance en valle. Como se puede observar, en este caso se da una interacción con la estructura terciaria que no existe en configuración de avance en vértice. El detalle (b) muestra cómo el anillo primario interviene en el proceso.

Con este arrollamiento se cierra el proceso de desarrollo axial de la estructura secundaria. Esta configuración final, al igual que aquella que se alcanzará en el caso de avance en vértice, se muestra en la figura 7.12. Si no atendemos a la organización acimutal del anillo negativo la organización final es similar en las dos configuraciones.

Aparte de la organización de la estructura secundaria, la figura 7.12 muestra además otro efecto. Una vez que la estructura secundaria se ha desarrollado sobre los dos anillos primarios contiguos, los filamentos de vorticidad concentrada que la forman tienden un puente entre dichos anillos. [Lasheras y Choi 1988] observaron el proceso en sus experimentos en capa plana y concluyeron que era la causa de que los vórtices primarios comiencen a desarrollar una forma ondulada. Apoyándonos en ese antecedente, podemos postular que, en nuestro caso, la tendencia será a que los anillos de vorticidad positiva, que hasta el momento se habían desarrollado de forma más o menos axisimétrica, presenten una ondulación que se desarrolle axial y acimutalmente. Como muestra la figura, esta ondulación supone un adelanto axial en

valle y un retraso en vértice. Nótese que estas posiciones son independientes del tipo de configuración de avance lateral que se dé.

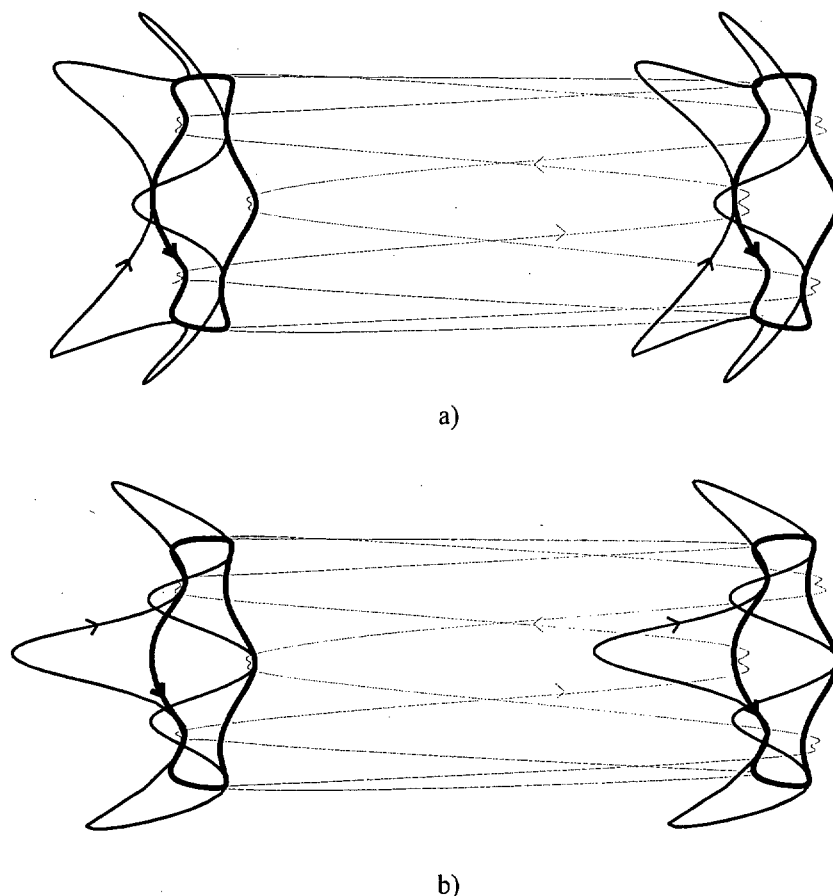


Figura 7.12. Organización de la estructura secundaria entre anillos de vorticidad. Efecto final sobre los anillos positivos. Paso a la tridimensionalidad de la estructura primaria. a) configuración de avance en valle, b) configuración de avance en vértice.

Revisando los datos experimentales de los capítulos 3 y 6 se observa que este proceso parece tener lugar en los experimentos para baja amplitud de forzado. En ellos se produce el retraso en las zonas indicadas. Sin embargo, el mismo proceso no resulta evidente en los casos de alta amplitud de forzado. Quizá esto se deba a que, en estos casos, el anillo positivo tiene una mayor circulación, lo cual dificulta el desarrollo de la inestabilidad acimutal. Por otro lado, dado que la longitud de onda de la estructura primaria está relacionada con la amplitud de forzado, puede razonarse que el alejamiento entre anillos provoca una disminución de la concentración de los filamentos axiales intermedios. Mas aún, en varias imágenes del capítulo 6 puede observarse cómo este alejamiento provoca la ruptura de la estructura secundaria en el

fuste, con lo que los anillos primarios adquieren un comportamiento similar al de los anillos de vorticidad aislados.

7.1.3 Esquema global

Las figuras 7.13 y 7.14 muestran el esquema completo de los procesos dinámicos que siguen las tres estructuras del flujo tras su aparición junto al labio de salida. No se ha tenido en cuenta el efecto comentado en la figura 7.12, ya que, de ocurrir, ocurre más aguas abajo. La estructura primaria, por tanto, se mantiene bidimensional durante los diferentes procesos.

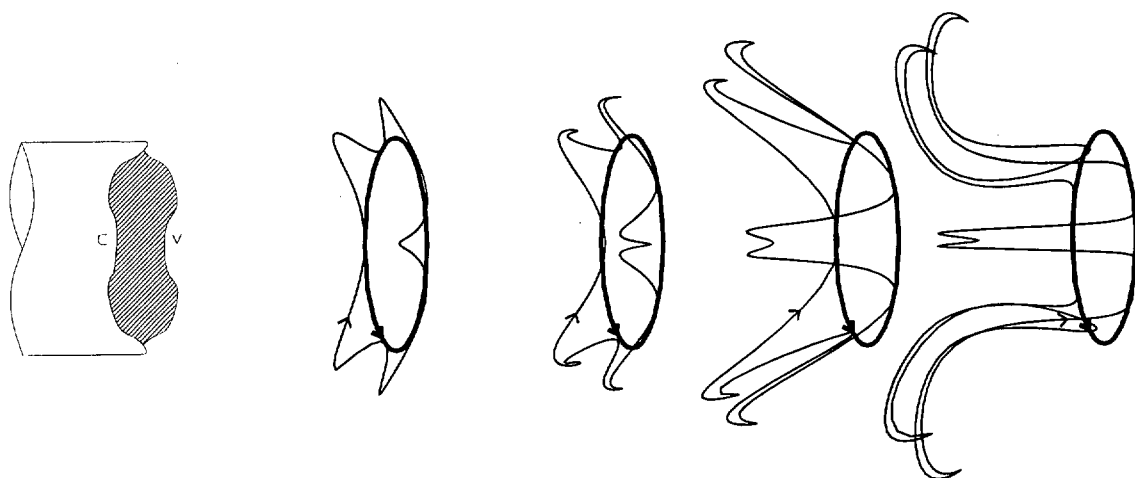


Figura 7.13. Esquema completo de la dinámica de las estructuras de vorticidad en el campo cercano para una configuración de avance lateral en valle. Estructuras primaria (línea gruesa) y terciaria (línea fina).

Se presenta la configuración de avance lateral en valle. La configuración en vértice es idéntica, salvo la evidente rotación acimutal (de 36°), en cuanto a la organización de las estructuras primaria y terciaria, representadas en la figura 7.13.

El anillo de vorticidad negativa desarrolla, desde un principio, un perfil ondulado a lo largo de la coordenada acimutal. Este perfil surge de la perturbación sinusoidal impuesta en el labio de salida y crece a expensas del campo de deformaciones generado por la estructura primaria. La localización inicial del anillo negativo, en los alrededores de un vórtice positivo y, por tanto, en zona de alta deformación (como muestran las medidas del capítulo 6) favorece el proceso.

La inducción de la estructura primaria provoca el rápido retraso del vórtice negativo, que se desarrolla entre los dos anillos primarios generados inmediatamente después de él. Al mismo tiempo, dicha inducción confiere a la estructura un cierto desarrollo radial. Dicho desarrollo puede pasar a ser explosivo. Durante el proceso, el anillo negativo ha adquirido una ondulación

tal que es visualizado más bien como filamentos de vorticidad axial. Estos filamentos se acercan dos a dos conforme aumenta su deformación. Eventualmente, el proceso puede llevar a su reconexión y a la eyección de la parte exterior de la estructura, convertida en un anillo de vorticidad autopropulsado.

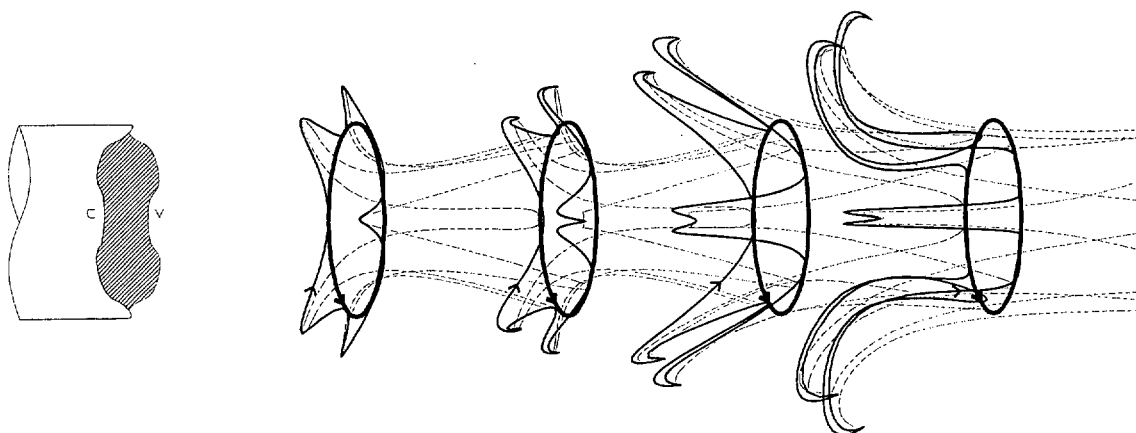


Figura 7.14. Esquema completo de la dinámica de las estructuras de vorticidad en el campo cercano para una configuración de avance lateral en valle. Estructuras primaria (línea gruesa), secundaria (línea discontinua) y terciaria (línea fina).

La figura 7.14 muestra, además, la organización de la estructura secundaria según los razonamientos expuestos en la sección anterior. La configuración elegida es nuevamente la de avance en valle. La configuración en vértice supone la rotación de las estructuras primaria y terciaria, pero la secundaria mantendrá su organización acimutal. Esto supondrá el cambio en la geometría comentado en la figura 7.12.

7.2 Análisis de la configuración con dos estructuras de vorticidad claramente diferenciadas.

La configuración de avance lateral en vértice observada en los flujos del capítulo 6 para baja amplitud de forzado no se asemeja a las configuraciones de avance lateral en vértice del capítulo 3, modeladas en la sección anterior. Estas configuraciones aparecen para altos números de Strouhal, lo que significa pequeñas longitudes de onda de la estructura primaria, y muestran una estructura terciaria claramente concentrada en el campo cercano.

La configuración presente, sin embargo, se caracteriza por la aparente inexistencia de una estructura terciaria concentrada. Esto hace que el desarrollo lateral no sea explosivo sino escalonado. Por otro lado, la configuración está caracterizada por un bajo número de Strouhal,

lo que significa longitudes de onda grandes de la estructura primaria. Parece obvio, por tanto, que esta configuración supone un caso distinto de los anteriores.

Las imágenes de visualización del capítulo 6 muestran, para la configuración de baja amplitud, la zona donde se observa un desarrollo lateral de la capa de mezcla. Los mapas de vorticidad del capítulo 6 muestran que, en dicha zona, no aparece ninguna estructura concentrada de vorticidad axial. Por el contrario, se aprecia la aparición de un rosario de pequeñas concentraciones de vorticidad residual. Además, en los cortes transversales de PLIF se pueden observar torbellinos. Todos estos datos son coherentes con la existencia de una estructura de vorticidad axial en la zona.

Recordemos que, según los modelos generalmente aceptados ([Bernal y Roshko 1985, Lasheras y Choi 1988, Liepmann y Gharib 1992]), los filamentos de vorticidad axial surgen de un filamento que resulta fuertemente ondulado. Esta hipótesis de continuidad, unida a la observada inexistencia de vorticidad acimutal concentrada en la zona (salvo aquella en los núcleos de la estructura primaria) sugiere que dichos filamentos axiales se cierran en los núcleos de la estructura primaria.

A partir de estas ideas se ha desarrollado un modelo que permite explicar las características morfológicas del flujo. La estructura lateral se supone constituida por el desarrollo de la estructura secundaria sobre el fuste consecutivo al que la genera.

Es interesante comentar que una estructura similar a la expuesta en nuestras visualizaciones del capítulo 6 (figuras 6.6 y 6.13) puede ser observada en las medidas del flujo natural en dicho capítulo (figura 6.3). Casos similares fueron observados, para bajas amplitudes de forzado, en el tunel de aire del capítulo 3 ([Lecuona y Rodríguez, comunicación privada]). Por último, las visualizaciones de [Liepmann y Gharib 1992] sobre un chorro sin coflujo permiten identificar estructuras similares. La aparición de una estructura asimilar para todas estas configuraciones sustenta la hipótesis de que su génesis se encuentra en la estructura secundaria.

La figura 7.15 muestra el modelo de dinámica de vorticidad propuesto. Se ha elegido una presentación secuencial para evitar la confusión entre filamentos interiores y exteriores, ya que estos casi llegan a superponerse. Por tanto, cada dibujo muestra una sola estructura (un solo filamento, si se quiere, considerando que la estructura se origina de un filamento axial que se ondula progresivamente). Los dibujos muestran tres anillos de vorticidad primarios y los dos

fustes intermedios. En el fuste de la derecha es donde se genera la estructura secundaria (y donde se observan los filamentos interiores) y en el fuste de la izquierda es donde se desarrolla posteriormente dicha estructura secundaria (y donde se observan los filamentos exteriores, superpuestos a los interiores de la estructura inmediatamente posterior).

El gráfico 7.15 (a) muestra una estructura secundaria que ha alcanzado el estado de pleno desarrollo entre dos vórtices primarios, según el modelo de [Bernal y Roshko 1985 y Lasheras y Choi 1988] y según lo comentado en la sección anterior. Normalmente, esta etapa supondría el fin del desarrollo axial de la estructura. Sin embargo, la parte de la estructura que ha avanzado sobre la cara de aguas arriba del vórtice primario comienza a retrasarse en relación con dicho vórtice. Este comportamiento se ilustra en el gráfico (b).

Los motivos de este retraso no están claros. Probablemente resultaría necesario medir el campo de velocidades y vorticidades en un plano transversal al flujo, medida que no ha sido realizada en esta tesis. Las causas de tal retraso, sin embargo, pueden buscarse en la ingestión de fluido exterior por la estructura que se forma sobre la cara de aguas arriba del vórtice primario (una estructura en forma de seta), o en el desarrollo de la estructura en una zona de baja velocidad. De cualquier modo, un modelo fiable no puede ser realizado en este momento.

El gráfico (c) muestra la consecuencia lógica del gráfico anterior. Nótese especialmente que los “extremos de la estructura” (las zonas donde el filamento inicial se curva fuertemente y pasa de ser un filamento axial en un sentido a tomar el sentido contrario) son absorbidos, en uno y otro extremo, por el núcleo de los anillos primarios.

El desarrollo mostrado en el gráfico (d) es ya sencillo de explicar. Una vez la estructura ha avanzado más allá del punto medio entre dos anillos primarios, el campo de deformaciones debido al anillo de aguas arriba entra en acción, tirando de la estructura y provocando su rápido desarrollo axial. Este proceso lleva a la estructura nuevamente por encima de un nuevo anillo primario.

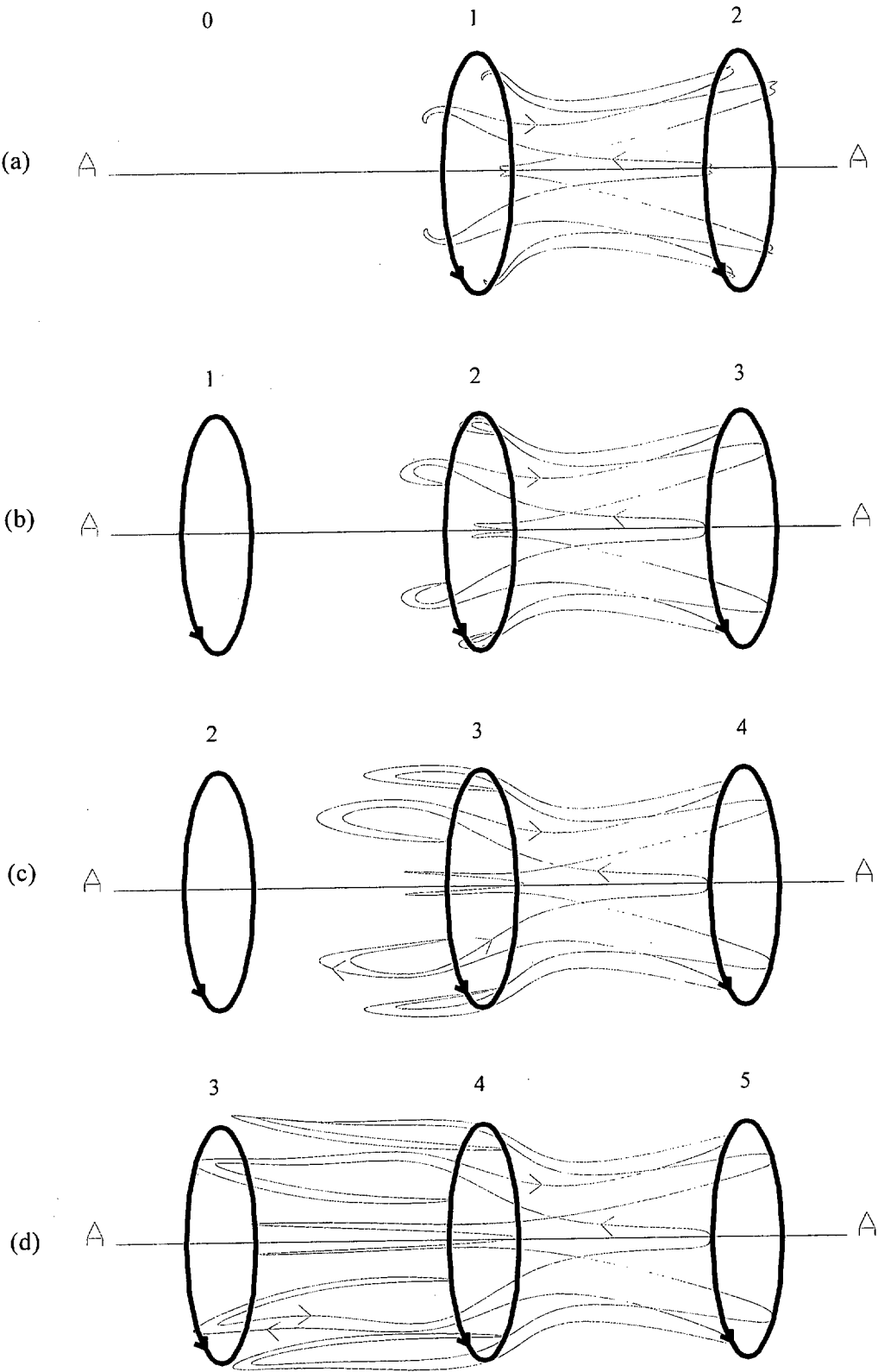


Figura 7.15. Modelo propuesto de la dinámica de las estructuras de vorticidad en el campo cercano para la configuración de avance lateral en vértice que aparece en los experimentos del capítulo 6. Se ha elegido una presentación secuencial para evitar la confusión entre filamentos interiores y exteriores.

La geometría de la capa de mezcla del flujo que predicen los esquemas de la figura 7.15 puede verse en la figura 7.16. La comparación que se obtiene entre la información de esta figura y las visualizaciones del capítulo 6 ofrece un buen acuerdo. El único punto de discrepancia son los arrollamientos intermedios que aparecen en las secciones CC y DD (*), que no aparecen claramente marcados en las visualizaciones. La proximidad de los filamentos interiores, de sentido contrario uno a uno, puede quizá explicar este hecho (recuérdese la dificultad de observar arrollamientos similares, por ejemplo en la figura 3.16, fase 270°)

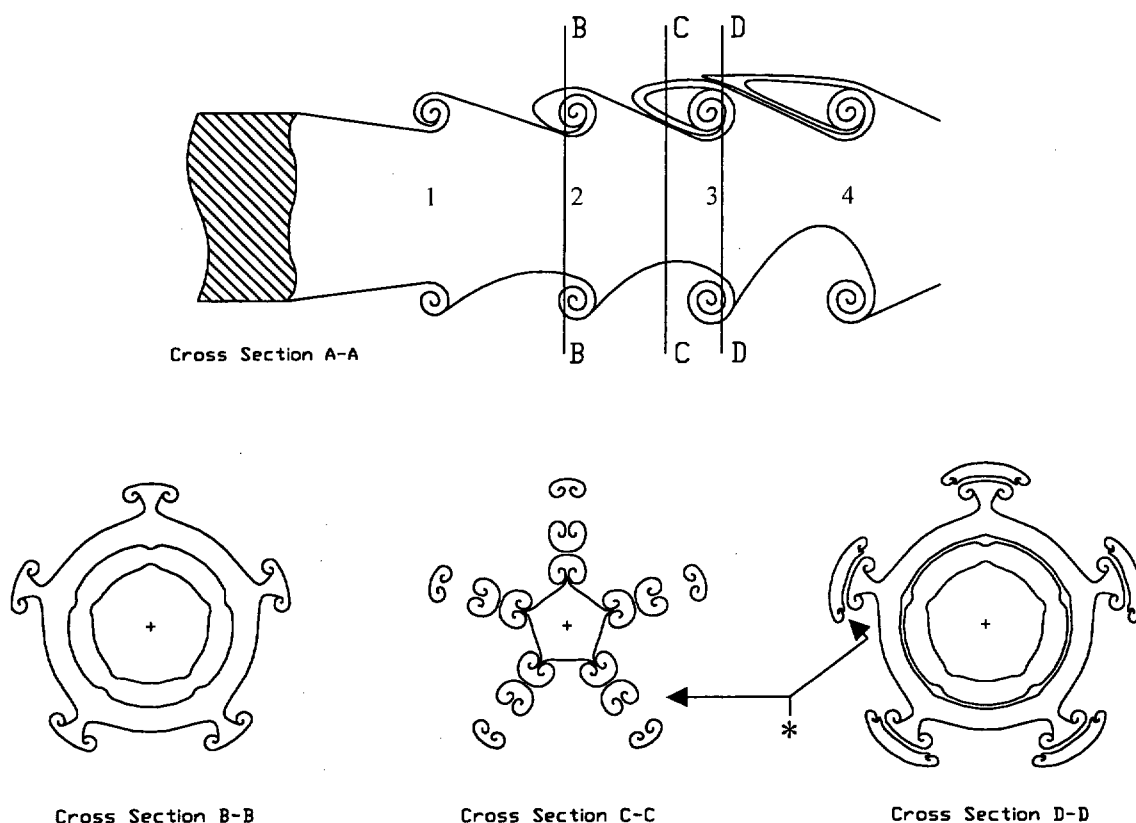


Figura 7.16. Representación de la capa de mezcla para la configuración esquematizadas en la figura 7.15. El corte AA representa la sección longitudinal de las estructuras que aparecen en la citada figura (nótese que se ha utilizado una disposición correlativa frente a la separación anterior, la numeración de los anillos primarios facilita la comparación de las dos figuras). La posición de los cortes transversales BB, CC y DD viene descrita en el corte longitudinal.

7.3 Longitud de onda de la estructura primaria

Como hemos visto en el capítulo 6, el número de Strouhal necesita una pequeña variación de su definición si se quiere que su sentido físico sea el de definir la longitud de onda de la

estructura primaria con relación a las otras escalas del flujo. Dado este hecho, resulta especialmente interesante dibujar de nuevo la gráfica de la figura 3.9, que presenta la aparición de estructuras de avance lateral en función de los parámetros de forzado axial. Esta gráfica, en la que el número de Strouhal ha sido calculado a partir de su nueva definición (ecuación 6.3) aparece en la figura 7.17.

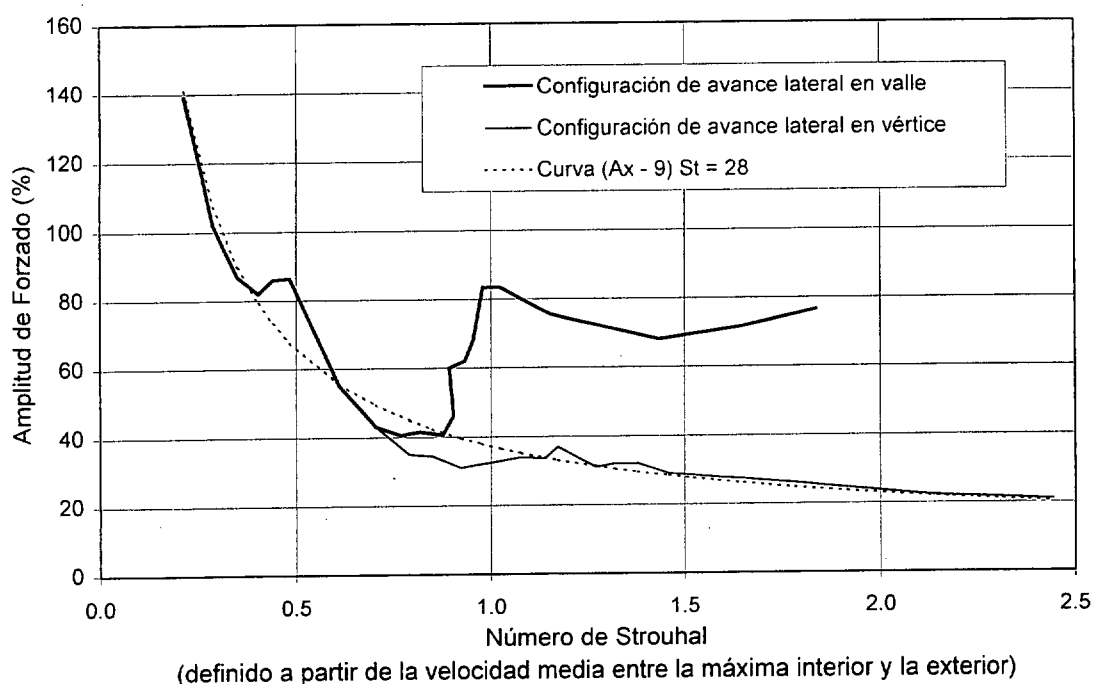


Figura 7.17. Amplitud de forzado mínima para la aparición de configuraciones de avance lateral, en función del número de Strouhal.

La nueva gráfica muestra algunas características diferentes a la antigua, que es interesante mencionar.

En primer lugar, la curva de mínima amplitud para la aparición de una configuración de avance (sea esta de vértice o de valle) se sigue aproximando bien con una curva definida por un valor constante del producto de los dos parámetros del forzado. En la zona intermedia, donde antes el acuerdo era pobre, ahora resulta aceptable. Esto afianza la teoría de que el campo de deformaciones juega un papel fundamental en el desarrollo lateral de la estructura terciaria.

Por otro lado, en la zona de Strouhal cercano a la unidad se produce un cambio brusco de la amplitud necesaria para obtener una configuración de avance en valle. El cambio es mucho más brusco que anteriormente y a los dos lados de él la amplitud de forzado necesaria mantiene

valores más o menos constantes. Esto permite suponer la existencia de un cambio de proceso entre una zona y otra. Los experimentos del capítulo 3 reflejan las configuraciones en ambas zonas. Sin embargo, las medidas cuantitativas del capítulo 6 se han realizado exclusivamente para la zona de bajo número de Strouhal.

Por los resultados obtenidos, se pueden hacer los siguientes comentarios. Para altas longitudes de onda de la estructura primaria, la configuración de avance lateral explosivo (debido a eyecciones) sólo puede ocurrir para altas amplitudes de forzado, ya que el campo de deformaciones sólo es alto en los alrededores de la estructura primaria y las interacciones entre vórtices primarios consecutivos tienen poca importancia. De esta forma, la estructura progresa axialmente a zonas donde se va disipando lentamente. Al disminuir la longitud de onda, la amplitud de forzado necesaria va disminuyendo hasta que esta es tan baja que las velocidades junto al labio de salida marcan la rotación de la estructura terciaria a posiciones de vértice. (siguiendo lo comentado en la figura 7.4). La aparición de estructuras laterales en vértice tiene entonces el efecto de retardar la aparición de estructuras en valle, debido a un mecanismo que no puede ser explicado con la información disponible.

El autor duda de la relevancia del pico para $St = 0.5$, que puede ser debido a un pequeño error de la medida experimental. Sin embargo, la simplísima relación entre este valor y el del pico en $St = 1$ no puede pasar desapercibida, y podría indicar la existencia de una relación armónica del citado efecto. Cómo, en último término, ésta no ha podido ser aclarada, la discusión sobre el tema debe posponerse y sólo merece ser apuntada aquí.

7.4 Estructura interna de los vórtices primarios

Por último, nos referiremos a la curiosa estructura interna de los vórtices primarios, observada en las medidas de vorticidad. Aparentemente, la vorticidad del núcleo está concentrada en pequeños paquetes, de tamaño inferior a 1 mm ($0.06 D$). El número de paquetes interiores parece ser muy estable y cercano a 5, desde el final del proceso de generación y a través de su desarrollo en el campo cercano. Los paquetes aparecen tanto en el corte de valle como en el de vértice, pero no en idénticas posiciones, lo que hace pensar en filamentos ondulados de vorticidad en el interior del anillo.

La estructura resulta muy interesante, más aún si se tiene en cuenta que la amplitud de forzado no parece afectarla (ni en forma ni en número de nodos). Sin embargo, debe tratarse

esta información con cuidado, dados los pocos trabajos existentes sobre vorticidad calculada mediante PIV (ver los comentarios vertidos al respecto en [Nogueira, Lecuona y Rodríguez 1997]).

Como se muestra en el apéndice A, al realizarse una media entre pocas medidas instantáneas, la información de esta estructura desaparece.



8. Conclusiones y desarrollos futuros

En este trabajo se ha estudiado experimentalmente la estructura en el campo cercano de un chorro con coflujo y sometido a un forzado axial en su corriente interior. El forzado del flujo se realiza mediante una señal monocromática de amplitud finita. Fruto de él, el desarrollo del flujo varía notablemente en comparación con el caso natural, apareciendo estructuras de avance lateral en el campo cercano.

Los experimentos realizados, consignados en los capítulos 3 y 6, han barrido un amplio número de configuraciones, utilizándose diferentes instalaciones experimentales (geométricamente similares, una de las cuales ha sido construida durante la Tesis) y diferentes fluidos de trabajo. Se han realizado ensayos para diversos números de Reynolds, para distintas relaciones entre las velocidades de las dos corrientes y para diversas señales de forzado (variando tanto la frecuencia como la amplitud de la señal). Se han realizado medidas cualitativas, mediante visualización, y cuantitativas, mediante PIV. En consecuencia, la evidencia experimental es lo suficientemente amplia como para permitir el desarrollo de conclusiones generales acerca del flujo estudiado.

Las conclusiones fundamentales de esta Tesis se pueden resumir en los siguientes puntos:

- El aumento del desarrollo lateral del chorro en presencia de forzado axial se debe, en todos los casos ensayados, a la aparición de vorticidad acimutal “negativa” (de sentido contrario al de la estructura primaria natural), generada sobre el labio de salida del flujo.

- La información conjunta de los mapas de velocidad, vorticidad y deformación, obtenidos a partir de las medidas de PIV, han permitido confirmar la idoneidad de los razonamientos sobre modelos no viscosos presentados. Asimismo se presenta información sobre la tercera componente del vector velocidad, que alcanza valores considerables en los alrededores de la estructura primaria.

- La vorticidad “negativa” se concentra en una estructura coherente, que se ha denominado estructura terciaria, para condiciones de la señal de forzado definidas por la inecuación $St \cdot A_z > Constante$. En su desarrollo aguas abajo, dicha estructura interacciona con las dos estructuras propias del flujo natural (primaria y secundaria), que se ven asimismo potenciadas por la señal de forzado. Como resultado de dicha interacción, la estructura terciaria desarrolla un perfil altamente ondulado, en el que partes de la estructura sufren un avance lateral considerable. El proceso aparece esquemáticamente en la figura 7.14.

- La expansión lateral del chorro interior puede ser violenta, si a los procesos no viscosos antes comentados se une, finalmente, un proceso de reconexión viscosa entre zonas del vórtice terciario, que como hemos dicho, resulta fuertemente ondulado en el proceso.

- La vorticidad “negativa” no es capaz de concentrarse en una estructura acimutal para condiciones de la señal de forzado definidas por la inecuación $St \cdot A_z < Constante$. El desarrollo del flujo aparece en ese caso dominado por un crecimiento considerable de la estructura secundaria, sobre todo en la zona del fuste posterior a aquel en el que se origina. El proceso aparece esquemáticamente en la figura 7.15. La causa del mayor desarrollo de la estructura secundaria parece atribuible a que acumula la vorticidad acimutal distribuida presente en las cercanías de la salida y que, para mayor amplitud de forzado, se concentraría en la estructura terciaria.

- Introduciendo una perturbación acimutal en el flujo, se observa que la estructura secundaria mantiene una misma organización acimutal, con independencia de los diferentes parámetros del flujo (que sólo afectan a su mayor o menor intensificación). Esto nos permite concluir que la estructura secundaria se origina invariablemente de filamentos de vorticidad negativa localizados inicialmente en los fustes.

- Las estructura terciaria varía su organización acimutal en función de los parámetros de forzado. Dicha variación se debe a la aparición de velocidades radiales considerables junto a la

salida del flujo, en los instantes de concentración de la estructura terciaria. Los procesos que llevan a estas configuraciones han sido mostrados en la figura 7.4 y pueden distinguirse tres casos:

- o Velocidad radial (de succión) \ll Velocidad convectiva del flujo (axial): Las estructuras de avance lateral muestran una organización acimutal simétrica con relación a la estructura secundaria
 - o Velocidad radial \approx Velocidad convectiva: las estructuras de avance lateral aparecen tanto en posiciones acimutales simétricas como antisimétricas con relación a la estructura secundaria.
 - o Velocidad radial \gg Velocidad convectiva: las estructuras de avance lateral muestran una organización acimutal antisimétrica con relación a la estructura secundaria
- La aparición de vorticidad acimutal “negativa” resulta de diversos factores: la existencia de una capa límite exterior; la aparición, debido al efecto del forzado axial, de zonas de velocidad nula o negativa en las cercanías del labio de salida; o la inducción de velocidades radiales de succión, sobre el labio de salida, por parte de un anillo de vorticidad primario previamente generado (en el semiperiodo anterior de la señal de forzado axial). La evidencia experimental adquirida muestra que la tercera causa, la inducción de velocidades por una estructura anterior, es el factor principal que provoca la concentración de la estructura terciaria (i.e. el desprendimiento, desde el labio de salida, de un anillo de vorticidad negativa). Este hecho permite explicar la inecuación $St \cdot A_z > Constante$ como un límite a partir del cual la vorticidad negativa es capaz de concentrarse en una estructura coherente.
 - Los mapas de deformación muestran valores apreciables en la zona por la que avanza la estructura terciaria. Debe tenerse en cuenta que la ecuación $St \cdot A_z = Constante$ supone que el campo de deformaciones se mantenga en niveles constantes
 - Las dos estructuras acimutales están caracterizadas por una estructura interna en forma de grupos de pequeñas acumulaciones de vorticidad, que poco a poco se van amalgamando, pero que, en la región estudiada, conservan en buena parte su identidad. El resultado debe ser tomado con reservas, debido a las limitaciones que el PIV tiene en la medida de vorticidad.

- Se ha comprobado el efecto que todos estos procesos tienen sobre la succión del chorro. Las medidas, comentadas en el apéndice B, muestran que el aumento de la succión es importante, sobre todo en el campo cercano.

Desarrollos futuros

- La mayoría de las medidas de esta Tesis (en particular todas las de PIV) se hacen para configuraciones caracterizadas por una baja frecuencia de forzado axial. Se espera realizar medidas en configuraciones a mayores números de Strouhal, tanto más cuanto se ha podido observar en las medidas disponibles que son las configuraciones que muestran mayor desarrollo lateral para menor amplitud de forzado (figura 7.17).

- Esta Tesis muestra cómo las características de la estructura terciaria vienen influidas por las de la corriente exterior. Se pretende estudiar más detalladamente la influencia de la relación de velocidades y realizar un escalado de los efectos de este parámetro.

- La organización interna de los vórtices primarios, observada con las medidas de PIV, es incluso aparente en las visualizaciones de la capa de mezcla. [Pierce 1961] observó configuraciones similares en los vórtices que aparecen tras una placa acelerada (sus imágenes aparecen en [Van Dyke 1981]) y, como ejemplo de la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz, en [Batchelor 1967].

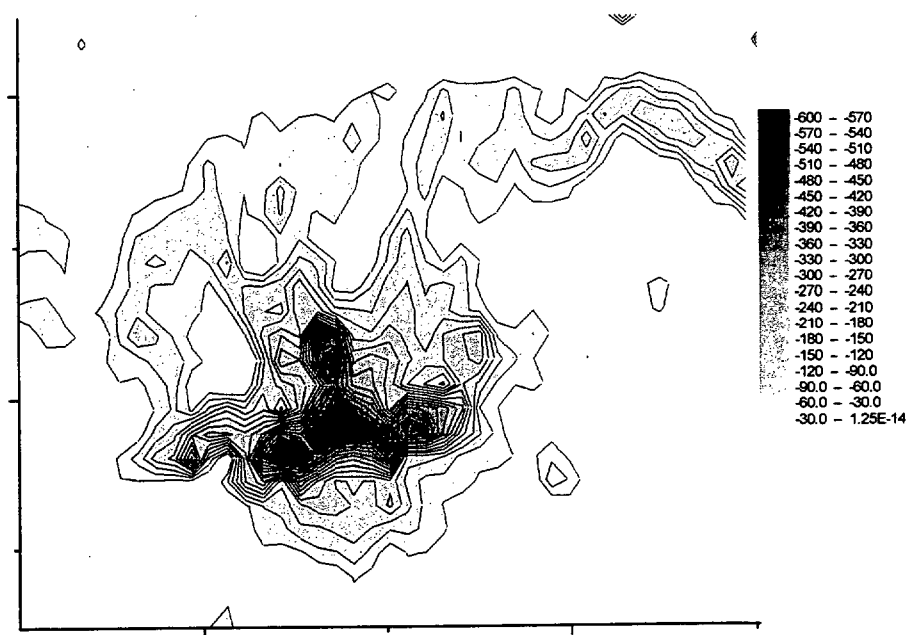
- Se pretende asimismo estudiar si la configuración acimutal de la estructura secundaria permanece anclada en posiciones fijas al disminuir la velocidad del flujo exterior hasta cero y en ausencia de forzado. Este estudio resulta interesante ya que dicha organización es propia de una estructura generada a partir de vorticidad acimutal “negativa” y los parámetros que se varían afectan directamente a la generación de dicha vorticidad, pudiendo llegase a una cancelación del proceso en el campo cercano.

Apéndice A

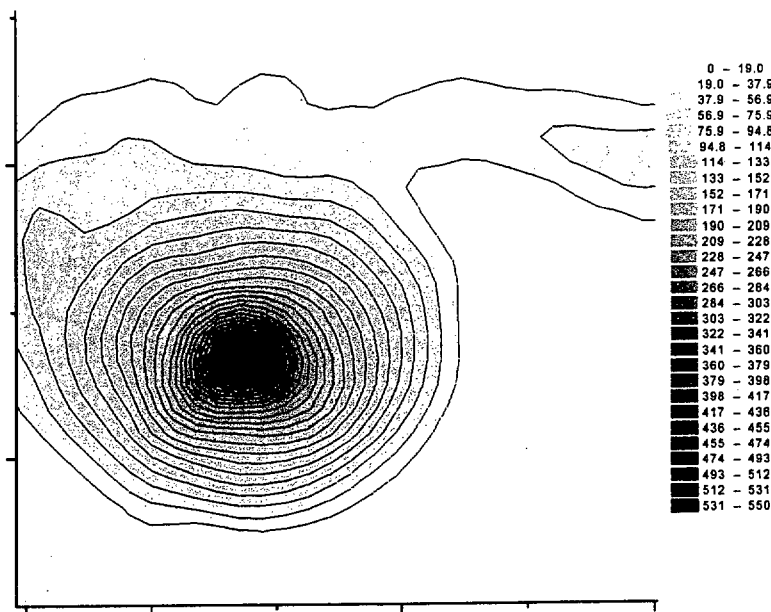
En el capítulo 6 se ha mostrado la sorprendente estructura interior de los anillos de vorticidad primarios. La vorticidad aparece concentrada en pequeños nódulos. Por otro lado, en la medida de vorticidad mediante LDV, es usual hacer una estimación gaussiana de la distribución de vorticidad interior. Como se ha razonado anteriormente, esta diferencia puede deberse al hecho de que la medida de LDV (o con otras técnicas puntuales) es una medida estadística, mientras que la medida mediante PIV es una medida instantánea.

Para ilustrar este problema se ha realizado una media entre 30 medidas correlativas de PIV. Esta media puede resultar más comparable con la medida obtenida mediante otros sistemas. Sin embargo, no debe olvidarse que la media entre medidas de PIV supone un lapso de tiempo órdenes de magnitud mayor que, por ejemplo, el necesario para la medida de LDV, y al mismo tiempo el número de muestras es órdenes de magnitud inferior. Los resultados obtenidos se pueden ver en las figuras A.1 y A.2. La estructura mostrada por el mapa de vorticidades medias se compara con uno de los mapas instantáneos que sirven para realizar dicha media.

Se observa cómo la estructura en nódulos de la medida instantánea desaparece en la media. Esto se debe a que la medida en fase no es perfecta, y la posición del anillo no es exactamente la misma en cada una de las medidas. Nótese que la escala de las estructuras interiores es muy pequeña. De esta forma, la información desaparece en la media, dando una distribución fácilmente asimilable a una gaussiana.

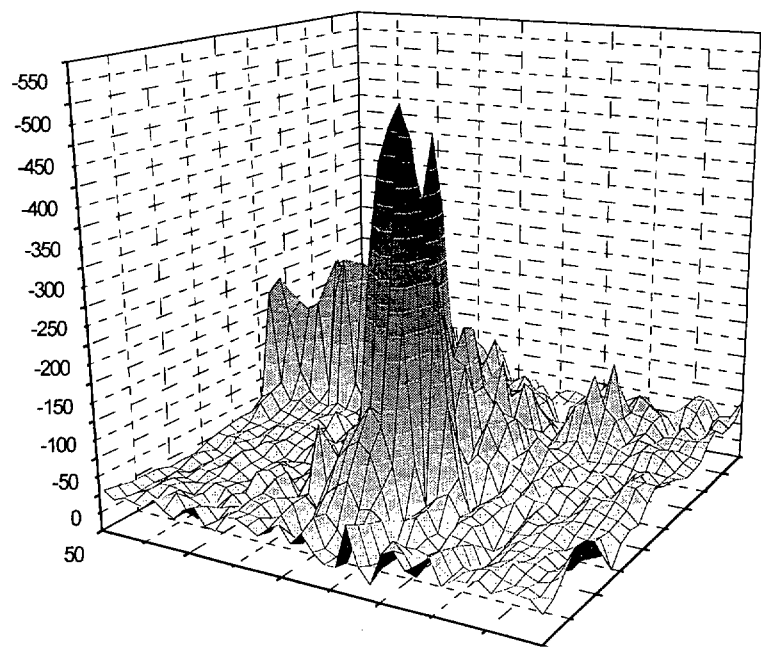


a)

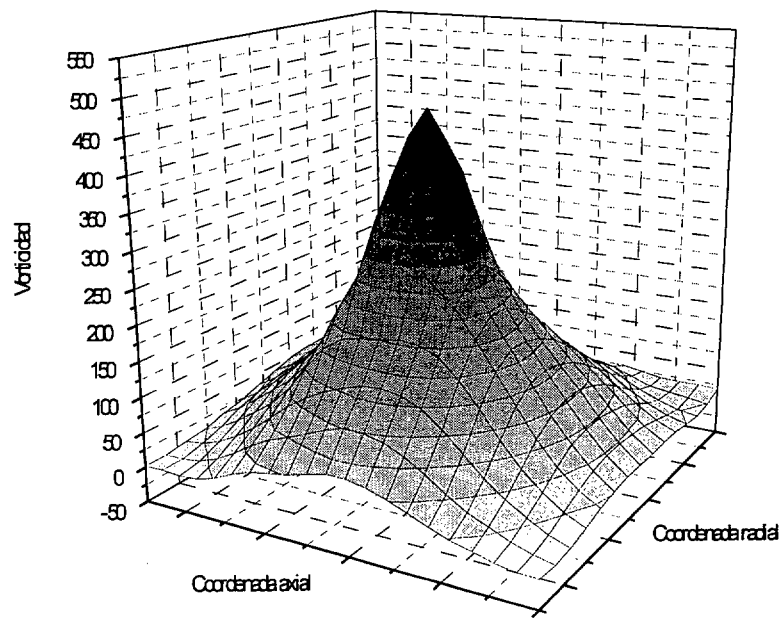


b)

Figura A.1. Distribución de la vorticidad acimutal en el interior del anillo primario. a) medida instantánea; b) media de 30 medidas instantáneas.



a)



b)

Figura A.2. Distribución de la vorticidad acimutal en el interior del anillo primario. a) medida instantánea; b) media de 30 medidas instantáneas. Vista 3D.

Los pequeños desfases existentes entre las medidas tienen otro efecto, que es el de hacer que la media muestre un pico más ancho y de menor altura. Este efecto ha sido eliminado realizando la media de las medidas tras proceder a un alineamiento de los puntos de vorticidad máxima en cada medida. Como se puede apreciar en las imágenes, esta práctica permite que la media mantenga la información fundamental de las medidas instantáneas (vorticidad máxima, radio medio), a excepción de la correspondiente a las estructuras internas. Esto se debe a que los pequeños desplazamientos axiales que se corrigen con el alineamiento van unidos a movimientos de rotación de la estructura interior. Este último efecto no puede corregirse y la información se pierde en la media.

Apéndice B

Las medidas de velocidad obtenidas en los experimentos reseñados en el capítulo 6 permiten calcular la succión del chorro en el campo cercano. Las medidas se realizaron para diferentes configuraciones, definidas por números de Reynolds y Strouhal constantes y amplitudes de forzado axial variables. Por tanto, las medidas permiten observar la influencia de la amplitud de forzado en la succión global del chorro.

La succión (*entrainment*) de un chorro se define como el incremento adimensional de caudal del chorro por unidad adimensional de distancia axial. Puesto en una ecuación, esto es:

$$S = \frac{dQ/Q_0}{dz/D} \quad (B.1)$$

donde Q_0 es el caudal del chorro a la salida y D es el diámetro de salida del chorro. El interés de este parámetro estriba en que la variación del caudal con la distancia a la tobera es lineal en amplios rangos. En chorros descargando en atmósferas inertes, la succión en el campo cercano ha sido calculada para el flujo natural y las diferentes medidas no difieren mucho de la inicial de [Crow y Champagne 1971], que obtuvieron $S = 0.136$. En chorros con flujo paralelo la succión resulta un poco menor, y se encuentra en el rango $0.1 < S < 0.105$ ([Blevins 1984]).

A partir de la información obtenida con las medidas de velocidad en un plano diametral, se puede calcular el caudal en cada posición axial mediante la fórmula:

$$Q(z) = \int_0^{\infty} u_z(r, z) \pi r dr \quad (B.2)$$

Donde u_z es la velocidad axial. En esta ecuación se ha hecho, evidentemente, la hipótesis de flujo axisimétrico, lo que, al cortar por un plano que da información tanto en vértice como en valle, parece una buena aproximación.

La medida de la succión, calculada según la ecuación B.1, es muy sensible a pequeños errores en el cálculo del caudal inicial Q_0 . Desgraciadamente, no existe ninguna forma adicional en nuestro experimento de medir dicho caudal con la precisión suficiente, así que la medida se hace a partir del mapa de velocidades de la forma $Q_0 = Q(0)$. El segundo miembro se calcula a partir de la ecuación B.2. El error en este caso resulta del hecho de que la exacta posición $z = 0$ no resulta medible, debido a la propia imagen de la salida en el registro de PIV (sin mencionar el hecho de que la salida, al ser lobulada, no define un $z = 0$ unívoco). Por lo tanto, este error en la medida del caudal inicial ($Q_0 = Q_0 + \delta Q_0$) nos dará como resultado succiones ligeramente menores de las reales en nuestras medidas en el campo muy cercano.

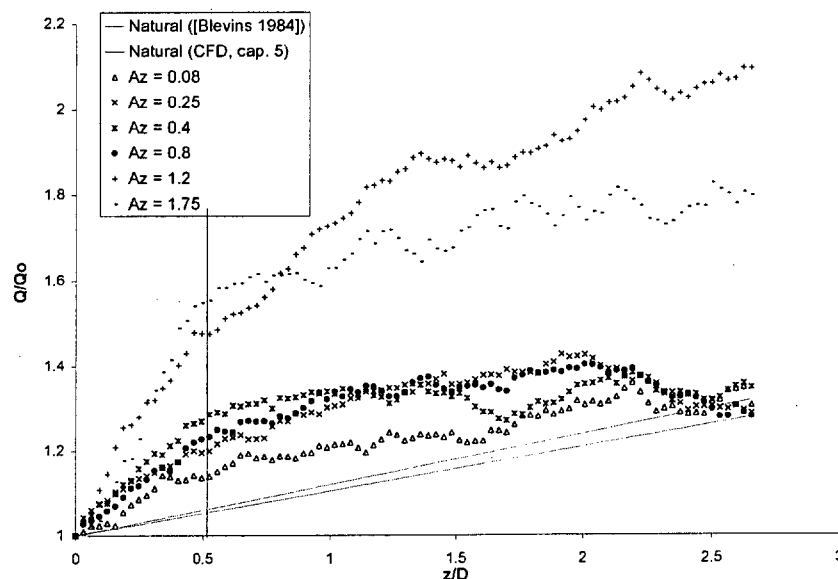


Figura B.1. Variación del caudal del chorro (adimensionalizado con el caudal inicial) con la distancia a la salida. Comparación de diferentes casos forzados.

La figura B.1 muestra estas medidas de Q/Q_0 para distintos casos, en la zona $0 < z/D < 3$. Las medidas experimentales para distintas amplitudes de forzado axial se llevaron a cabo aplicando la ecuación B.2 a una distribución $u_z(r, z)$ obtenida como media de los

mapas instantáneos para 8 fases diferentes (equiespaciadas) de la señal de forzado. Las medidas de flujo natural con las que se comparan proceden de la literatura y del cálculo numérico realizado con FLUENT (régimen estacionario) sobre una simplificación axisimétrica de la geometría del flujo. Este cálculo fue comentado en el capítulo 5. No se ha calculado el caso natural a partir de datos experimentales ya que la media resulta mucho más compleja de realizar que en los casos forzados, donde la información de fase es consistente.

Dado que la medida se ha realizado sobre una media obtenida sobre 8 fases equiespaciadas de la señal, la máxima resolución espacial será del orden de $\lambda/8$, donde λ es la longitud de onda de la estructura primaria (anclada por la señal de forzado). Se ha realizado una media móvil sobre los resultados de la figura B.1, donde el intervalo en cada punto viene definido por dicha resolución espacial máxima. Para hacer esto se ha tenido en cuenta que la longitud de onda de la estructura primaria varía con la amplitud de forzado y que en la zona inicial es menor, ya que el vórtice no se ha desprendido aún de la salida. Estos fenómenos se han descrito detalladamente en la sección 6.3.1.1.

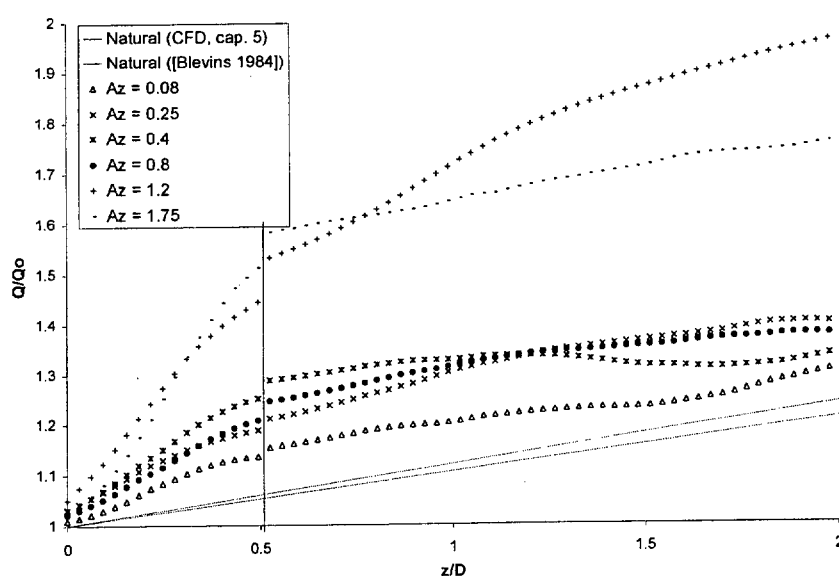


Figura B.2. Variación del caudal del chorro (adimensionalizado con el caudal inicial) con la distancia a la salida. Comparación de diferentes casos forzados. Resultado tras aplicar una media móvil para eliminar el efecto del submuestreo.

El resultado de esta media móvil es el gráfico de la figura B.2, donde las pequeñas variaciones debidas al submuestreo (escala más pequeña) han desaparecido.

La figura B.2 muestra la existencia de dos zonas claramente diferenciadas en cuanto al parámetro de succión. Por un lado, una zona inicial, con $z < 0.5D$, donde la succión es alta y resulta mayor conforme aumenta la amplitud de forzado. Por otro lado, una zona para $z > 0.5D$, donde la succión es del mismo orden en todos los casos excepto en uno. Resulta sencillo calcular la succión, utilizando la ecuación B.1, para las dos zonas y diversas amplitudes de forzado. El resultado aparece en la figura B.3.

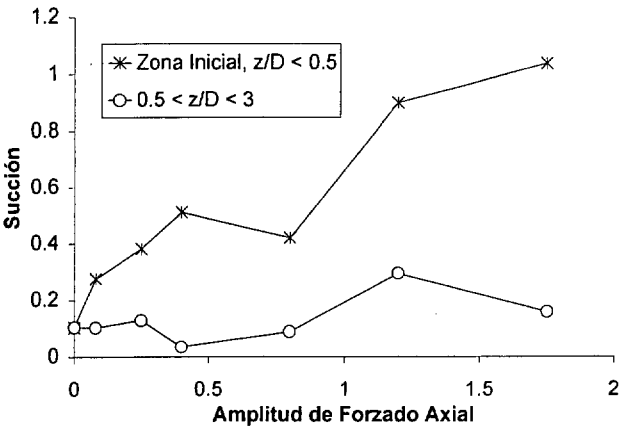


Figura B.3. Succión del chorro en función de la amplitud de perturbación. Los resultados han sido obtenidos a partir de la información de la figura B.2.

Como puede observarse, el comportamiento en la zona inicial es claro, salvo la medida a 0.8 de amplitud de forzado axial, que probablemente represente un error en la medida. El aumento de la succión en esta zona puede explicarse por el aumento de intensidad de los anillos de vorticidad primarios. En esta zona se desarrolla el proceso de formación del vórtice, lo que involucra una cantidad importante de fluido exterior.

Una vez desarrollado el anillo primario, se observa que la succión se vuelve similar a la que se da en un chorro no forzado. La información en este caso, sin embargo, no es tan clara como para la zona inicial y por tanto las conclusiones son menos definitivas.

Apéndice C

Experimental study of the vorticity field structure in laminar, co-flowing, axially and azimuthally forced jets

An experimental study of the vortical structures that appear in the shear layer of strongly forced, laminar, co-flowing air jets is presented. A set of flow visualisation experiments has been performed to elucidate the nature of the different structures and the mechanisms leading to their appearance and further interactions. Axial and azimuthal forcing was applied to perturb the flow and to set the axisymmetric and azimuthal instabilities to known values of amplitude and frequency (and thus wavelength). The results are discussed and a tentative model of the near-field vortex dynamics is developed. Three types of vortical structures can be discriminated: a large circulation structure that dominates the flow and two small circulation structures. The large circulation structure develops apparently axisymmetric (ring-like vortex). One small circulation structure develops a complex three-dimensional structure, which could evolve in the lateral ejection of closed vortex loops. It was established that these ejection events appear at different azimuthal locations depending on the forcing parameters. The other small circulation structure may perturb the strong ring-like vortices, which then would develop a wavy shape in the axial direction, thus becoming 3D.

Introduction

The axisymmetric instability of a laminar, cylindrical shear layer has been extensively studied¹⁻⁵. It results in the roll up of the vorticity sheet to form a periodic array of vortex rings. Several authors^{6,7} have observed a similar behaviour in the developing of transitional and turbulent jets.

Furthermore, a secondary instability appears as the vortex rings develop an azimuthal perturbation which might lead to the transition to three-dimensionality. This instability has been studied either as a vortex ring instability or as a braid instability. As an instability of the ring-like vortices, it has further been associated with the short-wave instability found in isolated vortex rings, a problem that has been studied in detail, both analytically and experimentally^{8,9}. Corcos and co-workers^{10,11} have studied the braid instability for a plane shear layer. In shear layers, the strong vortices strain field re-directs in the streamwise direction the azimuthal structure that appears because of this instability. Due to this effect, several authors have named this secondary structure “streamwise structure”. The origin and development of this structure and its interaction with the structure caused by the primary instability has been intensively studied, theoretically, numerically, and experimentally, for plane shear layers^{10–21}. There are also several related works on 2D wakes^{22–25} and axisymmetric jets^{26–29}. It seems that a general agreement has been reached for cylinder wakes³⁰ but the three dimensional transition mechanisms for axisymmetric jets are not completely resolved.

The present study is restricted to low Mach number, laminar flows. A set of flow visualisation experiments of co-flowing jets was conducted, in which the inner jet was subjected to both axial and azimuthal forcing. The aim of this paper is not to study the characteristics of the natural flow. The flow is strongly forced in order to fix the frequency/wavelength of the instabilities and to get developed concentrations of vorticity in the near field. Thus, comparison of the dynamics observed with those of a natural flow, even in its far-field, is not straightforward.

In a previous article³¹ the three dimensional structure of the vorticity field was studied using the same experimental facility. The results showed the incidence of different mechanisms, depending on the frequencies and amplitudes of the perturbations, and leading to four typical “modes” or arrangements of the vorticity. These “modes” were clearly defined, but no attempt was made to characterise the mechanisms that lead to their appearance, although some interesting suggestions were made. The article showed that the combined use of finite amplitude, single frequency forcing, could enhance the lateral spread of the jet. This can be of interest to the development of better mixers, ejectors, and nozzles in profit of industrial devices. In this sense, the work of Monkewitz and Pfizenmaier³² in self-excited (heated or with density gradients) jets or strongly forced jets is of particular interest.

In our experiments, the use of a co-flow is intended to provide the maximum similarity between the cylindrical shear layer and the well-known plane shear layer. The results proved that the co-flow is of paramount importance in the development of the flow, as it is the source of a “third” type of vortical structure. In their related studies, Lasheras and Choi¹⁶ and Ashurst and Meiburg¹⁷ observed a similar effect in plane shear layers. The numerical simulations of Ashurst and Meiburg¹⁷ of a perturbed plane shear layer showed that the near-field vortex dynamics could be better understood supposing two counter-rotating vortical structures of different circulation (instead of one) disposed in a certain relative position. In an axisymmetric jet, the structures will be vortex rings. The first vortex ring (hereafter referred as “positive” vortex ring) will be the typical vortex ring produced by the two-dimensional instability of the shear layer as the co-flowing jets merge. The other (hereafter referred as “negative” vortex ring) may be regarded as due to the wake that exists because of the finite thickness of the nozzle rim. The circulation of the negative vortex ring will be smaller than that of the positive one, because the overall circulation (defined by the mean velocities of the primary and secondary flow) is positive.

Two different sets of experiments were performed for this study. The first set is intended to explore the different configurations of the shear layer, depending on the forcing parameters (frequency and amplitude). The second set focused in one simple configuration and its aim is to clearly define the structures that appear in the near field. Extensive visualisations of transverse and longitudinal phase-lock cuts of the shear layer were performed to obtain a 3D reconstruction of the flow. The second set configuration was chosen for its relative simplicity. It is determined by a low forcing frequency, which gives a large wavelength of the vortex rings and therefore, more distinct structures. Nevertheless, the configuration is complex enough to give a comprehensive view of the mechanisms that drive the different configurations. The information obtained with the two sets was consistent and it was used to develop a simple model of the near-field vortex dynamics and the effect of the forcing parameters.

Although the visualisation of vortical structures has its drawbacks³³, we will assume in the following that vorticity is present where the mixing layer shows a rollup. Phase-locked measurements reveal that these rolls are constantly growing. Therefore, this assumption can be accepted.

Experimental facility

The experiments were conducted in an atmospheric pressure, open return wind tunnel, operating at low Mach numbers. Figure 1 shows a layout of the flow facility. Only a short description of the facility will be given here. Lasheras et al³¹ offers a more detailed explanation.

The wind tunnel consists of three independently created, low speed, axisymmetric streams. The inner, or primary stream, is produced through a nozzle of inner diameter of 25.4 mm, located downstream of a settling chamber where a combination of gases can be independently metered. A slower, co-flowing, coaxial gas stream (secondary flow) surrounds this primary jet. It discharges on the test section through a round nozzle of diameter 160 mm. Atmospheric air is drawn into the test section forming the tertiary co-flowing jet. This third stream is intended for combustion experiments; in our cold experiments, it just serves to avoid re-circulation due to jet entrainment. The three co-flowing jets meet in a box of 440x440 mm square cross section, which is 1200 mm high and has lateral walls of transparent metacrilate. LDV velocity measurements showed that, for any selected flow conditions, the turbulence intensities were always around 1%.

The axial forcing is produced through a vibrating membrane, located at the bottom end of the settling chamber of the primary flow, driven by a loudspeaker fed with a sinusoidal wave. It generates pressure pulses that result in the periodic displacement of the membrane in a piston-like type fashion. The membrane fluctuation adds an axial velocity perturbation of a given amplitude and frequency to the primary jet flow. The sinusoidal perturbation obtained was found to have a negligible level of harmonic distortion in the frequency and amplitude ranges of the experiment.

Azimuthal forcing was introduced by means of corrugated or indented nozzles. The profiles of the lobes (sinusoidal or rectangular) and the direction of perturbation (profiles developing in the axial –indented– or in the radial direction –corrugated) were changed and their influence was checked. On both cases, the sinusoidal profile had ± 2.5 mm amplitude and the number of waves per revolution was set to five. This number is of the order of the most unstable number of waves that are amplified through the instability of the ring^{8,28} and, consequently, it prevents the growth of other modes. Figure 2 shows sketches of nozzles having sinusoidal indentations and corrugations and defines the nomenclature adopted for comparison.

The results reported here correspond to 0.48 m/s inner flow mean velocity (measured on the axis) and 0.22 m/s secondary flow mean velocity. The axial forcing was carried out with a single sinusoidal wave with frequencies ranging from 10 to 30 Hz.

The relevant non-dimensional parameters of the flow are the Reynolds number, the Strouhal number, the amplitude of the perturbation, and the velocity ratio of the two flows. Here and elsewhere in this paper, they are defined as:

$$\text{Re} = \frac{u_{i,\text{mean}} D}{\nu} \quad \text{St} = \frac{f D}{u_{i,\text{mean}}}$$

$$\text{Ap} = \frac{u_{i,\text{max}} - u_{i,\text{min}}}{2u_{i,\text{mean}}} = \frac{u_{i,\text{max}} - u_{i,\text{min}}}{u_{i,\text{max}} + u_{i,\text{min}}} \quad u_R = \frac{u_{i,\text{mean}} - u_o}{u_{i,\text{mean}} + u_o}$$

where D is the nozzle exit diameter, $u_{i,\text{mean}}$, $u_{i,\text{max}}$, and $u_{i,\text{min}}$ are, respectively, the mean, maximum and minimum inner jet velocity (measured on the axis) in a forcing cycle, f is the forcing frequency, ν is the water cinematic viscosity and u_o is the mean outer jet velocity. These definitions, although they are not the proper ones (the relevant velocity scale on a co-flowing jet is the difference between inner and outer velocities) are commonly used in the cited literature, so they will prevail here for comparison.

For the above exposed conditions, the non-dimensional parameters have the following values

$$\text{Re} = 770 \quad \text{St} = 0.5 \div 1.5 \quad \text{Ap} = 0 \div 100\% \quad u_R = 0.37$$

Flow visualisation technique

In order to clarify the three-dimensional structures of the flow, a combination of flow visualisation techniques was used. The inner, primary flow, consisting of N_2 with a negligible concentration of water vapour, is saturated with TiCl_4 vapour and subsequently injected in the settling chamber. Figure 1 shows a schematic of the configuration. The secondary airflow consists of atmospheric humid air. As the two streams meet at the edge of the nozzle, the TiCl_4 vapour reacts with the water vapour to form sub-micron sized TiO_2 particles. This reaction continues to occur as the jet develops. The reaction provides a continuous generation of scattering particles of low diffusivity (TiO_2) that will mark the instantaneous position of the mixing layer. The visualisation of such an interface is then achieved by recording the light scattered by the TiO_2 particles from vertical or horizontal laser light sheets, which are created by means of cylindrical lenses. Figure 3 shows a schematic of the techniques employed. The

combined use of vertical cuts and horizontal cross-cuts at different downstream distances of the nozzle exit, allows for the reconstruction of the three-dimensional structure of the jet.

Theoretical approach to the velocity profile at the nozzle exit

It has been stated in the introduction that the wake of the nozzle rim plays an important role in the near-field vortex dynamics of the co-flowing jets. Although it is evident that the axial forcing will trigger the array of positive vortex rings, its influence on the nozzle rim wake is not so straightforward. As the outer jet is not forced, the wake structure will only depend on the evolution of the inner velocity profile in the surroundings of the nozzle rim. Therefore, it is important to have a basic idea of the temporal variation of the inner velocity profile in such zone.

A simple theoretical study of an oscillatory flow in a long round tube was performed. The hypothesis of long tube (zone far from the exit) allows eliminating the convection terms, and the problem becomes 1D in the spatial domain. Of course, the use of such a hypothesis will only give qualitative results of the flow at the nozzle rim. With such simplifications, the momentum equations are:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) \\ 0 &= \frac{\partial P}{\partial r} \end{aligned} \quad (1)$$

The oscillating pressure gradient and the boundary conditions are:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} &= A[1 + \varepsilon \cos \omega t] \\ u(R) &= 0 \\ \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=0} &= 0 \end{aligned}$$

where A and $A\varepsilon$ are the amplitudes of the base and forcing pressure gradients. Note that, for a useful forcing, $\varepsilon \gg 1$.

This problem allows a solution of the form $u = u_0 + u_1$ where u_0 is the solution to the Poiseuille flow and u_1 is the solution to the time dependent pressure perturbation flow. This flow allows an approximate solution using perturbation theory, due to the existence of two time scales defined by ω and νR^{-2} . In our experiments, $\nu R^{-2}/\omega \sim 10^{-3}$ and so the viscous term can

be neglected everywhere except in a very thin layer near the duct surface. The final solution has the form:

$$\frac{\Lambda \omega}{A} u(r, t) = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) + \Lambda \varepsilon \left[(1 - \exp(-\Theta) \cos(\Theta)) \sin \omega t + \exp(-\Theta) \cos(\Theta) \cos \omega t \right] \quad (2)$$

$$\text{where } \Lambda = \frac{\nu}{R^2 \omega} \text{ and } \Theta = \frac{1 - r/R}{\sqrt{2\Lambda}}.$$

Figure 4 shows velocity profiles obtained from equation 2 for several phases of the sinusoidal perturbation.

The important conclusion of this simple study is that the viscous terms are confined to a thin boundary layer, thus negative velocities will appear near the duct wall, even for low values of the forcing amplitude. This behaviour will have a substantial influence on the development of the shear layer and on the near-field vortex dynamics.

This theoretical result, obtained with the long duct hypothesis, is not exactly valid near the exit, but it gives a hint to understand the actual behaviour at the nozzle exit. One can expect that the actual velocity profile will approach to equation 2 in regions of positive velocity. Regions of negative velocity will show the effect of a non-axisymmetric suction (due to the azimuthal perturbation) which is more complicate to predict.

Results and discussion

The profiles shown in figure 4 give qualitative information of the velocity profile at the nozzle exit. They may serve to elucidate the actual disposition and strength of the two expected vortex rings. The positive ring will concentrate around the point of maximum velocity difference between the two flows. On the other hand, it can be predicted that the local strength of the wake component increases as the evolution of the inner velocity field produces low velocities near the nozzle rim during a semi-period of the forcing cycle. Therefore, one can expect that the axial forcing will trigger the appearance of both rings in an interleaved way. Moreover, it will increase the concentration of vorticity on both rings, as compared with the unforced case, although the overall circulation will remain constant.

The 5-lobes nozzle will trigger the azimuthal instability, causing the appearance of streamwise structures. These vortical structures will be locked in five periodically distributed



azimuthal positions, forming five pairs of counter-rotating vortex filaments along the streamwise direction.

The understanding of the images at first glance might be difficult. Therefore, we have treated two images from the experiments for a first approach. They appear in figure 5, showing two different organisations of the azimuthal structures. The images show a longitudinal cut of the flow in a plane containing the nozzle axis. Only the upper half (over the axis) is presented. The lower part will show the symmetric effect in the absence of azimuthal forcing. When azimuthal forcing is applied (number of waves per cycle = 5), the upper and lower parts will show the organisation of the flow in positions aligned with the maximum and minimum of the azimuthal profile. Therefore, the complete geometry of the flow can be inferred. Hereafter, the structures of azimuthal vorticity will be referred as positive or negative structures, following the convention used in figure 5 and in the introduction.

The development of vortical structures in a corrugated nozzle: effect of the forcing parameters and azimuthal configuration

The first set of measurements was obtained for a sinusoidally corrugated nozzle. Axial forcing parameters were changed with frequencies ranging from 13 to 25 Hz and amplitudes ranging from 0 to 100%. Figures 6 to 9 show the most interesting results of these experiments. The images are the negatives of the actual pictures; so the zones where the titanium dioxide is formed (the mixing layer) can be seen in black. Grey shadows eventually occur, because some scattered light from the laser sheet illuminates the out of plane TiO_2 particles. Flow comes from left to right and the field of view covers from the nozzle rim (in the left side) to an axial position of 4.5D. The camera was positioned perpendicular to the laser sheet plane in the axis plane.

On a corrugated nozzle, the radius in the nozzle exit depends on the azimuthal position. In these images, the position of minimum radius (hereafter referred as crest) is on top of the picture, aligned with the light sheet, and the position of maximum radius (hereafter referred as valley) is on the bottom. Figure 2 shows valley and crest locations for both types of nozzles.

Figure 6 shows the jet geometry for fixed forcing frequencies (13, 15, 18, 20 Hz and 25 Hz). The forcing amplitude increases from top to bottom. First, the lateral structures appear in the crests, constituted of negative vorticity. These structures can develop into ejections further downstream. As the amplitude increases, these crest structures begin to loose radial spread and at the same time, the negative vorticity structures in the valleys begin to move out radially.

Finally, for high forcing amplitudes negative vorticity is almost digested by positive vorticity in the crests, while in the valleys it develops lateral structures of considerable radial spread (larger than that of former crest structures). One can see that the tendency as amplitude increases is independent of the frequency. Other aspects of interest are:

At a negligible distance from the nozzle rim, an array of structures has been formed and spatially disposed. This is due to the strong forcing amplitude. A weakly forced or an unforced experiment will require some time for the vorticity to concentrate as the flow develops downstream. Lasheras and co-workers^{16,18} have shown this for plane shear layers.

The wavelength of the positive vortex rings increases with forcing amplitude. The increasing of the maximum velocity of the inner jet may cause this.

The vortex ring retards in the valleys. This confers a wavy shape to the vortex ring, which becomes three-dimensional (an effect that is clearly observed only for low forcing amplitudes).

The potential core of the inner jet diminishes as the forcing amplitude increases.

It is important to notice that the circulation ratio between positive and negative vorticity cannot be inferred from this visualisation, as only the inner fluid is seeded. Therefore, positive vorticity appears clearer in the images than negative one.

In the images of figure 6, one can see that the mixing layer rolls up forming a mushroom-like structure near the nozzle exit. These rolls show the existence of both positive and negative azimuthal vorticity, which is generated at the nozzle rim. The rolling up of the mixing layer continues, at least along two or three streamwise wavelengths. Later, the negative structure seems to stabilise, while the positive one continues to roll up. In some images, this behaviour might be difficult to observe, because the mixing layer grows thicker.

The continuing roll up of the structures confirms that azimuthal vorticity actually exists in such zones. Negative azimuthal vorticity seems to dissipate rapidly, while positive azimuthal vorticity remains longer. This behaviour is consistent with the fact that the shear sustains the positive vorticity, while negative vorticity it is not sustained by any preserving velocity difference. Probably, entrainment velocities initially sustain the negative azimuthal vorticity, but soon it evolves to regions of free stream velocity, where the vorticity dissipates.

The appearance of closed vortex loop ejections is not completely fulfilled in the images of figure 6, at least in our field of view. Some “real ejection” configurations appear in figure 7. These are valley ejection cases. Note that a break up of the bond between the structures and the

jet core occurs (c). Moreover, it seems that the break-up leaves some negative vorticity in the inner region (d), although its sign is only clear in the 15 Hz image. Several close-ups show the closed vortex loop structure (two signs of vorticity) of the ejections.

Repeating the measurements in figure 6 for a wider range of frequencies and amplitudes made possible to draw a map of ejection appearance. This is plotted in figure 8. For a given frequency (Strouhal number), the forcing amplitude was increased and its value was acquired when the appearance of ejections in the far field was visually detected.

One may see that crest ejections appear for lower amplitudes than valley ejections, as was observed before. When valley ejections appear, crest ejections are decreasing, but have not yet disappeared. This made Lasheras and co-workers^{31,34} define that configuration as a “doubling mode”. Our experimental results show that it is an intermediate state between the two modes of ejection, characterised by a smaller lateral spread in both azimuthal positions, as compared with developed crest and valley ejection modes. Crest ejection events appear at almost constant (or slightly decreasing) forcing amplitude, for varying St in the range $0.7 < St < 1.9$, and do not seem to appear for smaller values of St . That disappearance coincides with a minimum of the valley ejection curve and a minimum of the gap between the two curves. This leads to the hypothesis that, for small frequencies, both curves merge, and the stronger effect (which is that of valley ejection) prevails.

Last, the azimuthal position of the laser sheet was shifted from valley to crest; performing a 0.2π azimuthal rotation in four equally spaced steps. The purpose of these measurements was to get a clearer view of the azimuthal disposition of both vortex rings. Figure 9 show images obtained for three different conditions, resulting on crest and valley ejection events and the “doubling mode”. Only half of the nozzle appears in the field of view of the images, as the other half will show redundant information (in this case from valley to crest). The $TiCl_4$ was injected in the external flow and near the nozzle exit, in order to highlight the negative vorticity structures, whose azimuthal distribution is more complex than that of the positive vortex rings. The images show the continuity of the negative vortex ring along the span and that it develops a strong wavy shape as it moves downstream. This evidence is a very important for the model that will be described in section 5.3.

The development of vortical structures in an indented nozzle: 3D structures and ejections.

A final experimental configuration was chosen, involving a low forcing frequency and an indented nozzle. The non-dimensional parameters were:

$$Re = 770 \quad St = 0.53 \quad Ap = 64\% \quad u_R = 0.37$$

These parameters correspond to a configuration of lateral ejections in azimuthal positions aligned with the valleys of the nozzle. If one returns to figure 8, it appears that the forcing amplitude is smaller than the necessary to obtain an ejection for a corrugated nozzle. One possible explanation to this fact is that the open space between two consecutive teeth of the indentation gives more freedom for radial growth of the negative vorticity than the expansion of the corrugation. A radially oriented half jet configuration results.

In order to visualise the structures observed with the indented nozzle, longitudinal and transverse cuts have been performed in phase-lock experiments and figures 10 to 15 show the results. With those two planes, the three-dimensional structure of the evolving jet can be entirely visualised.

Figure 10 shows longitudinal cuts along the axis of the flow, and for phases ranging from 0° to 330° . If compared with the information in figure 4, it has to be taken into account that the experiment measurement has a constant phase delay near 180° . The flow comes from left to right and the indented nozzle exit appears at the left side. The camera was again positioned perpendicular to the laser sheet plane. As the nozzle geometry has changed, the definition of crest and valley needs a change in the way exposed in figure 2. Crest will be the maximum of the sinusoidal profile and in the images appears on top, aligned with the light sheet, and valley will be the minimum and appears on the bottom.

This definition of crest and valley tries to keep as much as possible the similarity between the corrugated and the indented nozzle. It has been explained in the literature (Lasheras and Choi¹⁸ their figure 19) how an out of plane sinusoidal perturbation under the effect of a shear is reoriented (tilted) into the principal direction of positive strain. Nevertheless, the similarity between profiles has to be taken with care, because the effect on the boundary layer of each nozzle configuration is different and cannot be neglected, as was already stated.

Looking at the nozzle exit in the images of figure 10, one can see that, from phase 0° to 180° , the inner jet contracts in the radial direction. The effect is clear in the valley, and begins

to appear also in the crest at phase 150° . This is consistent with the information in figure 4. Afterwards, a structure appears at the nozzle rim and in the valley (210°) and latter (240° and on) develops into a mushroom-like structure, showing the two signs of azimuthal vorticity mentioned before. The structure nearest to the nozzle exit is part of the positive vortex ring and it appears both in the crests and in the valleys. The other one is part of the negative vortex ring. It cannot be seen in the crests (where grey shadows appear, they are the out of plane shadow of negative vortices from adjacent valleys). This is probably because it has already developed a strong wavy shape, similar to that shown in the downstream side of figure 9, 12 Hz.

Following the mushroom-like structure of azimuthal vorticity that appear in phase 240° as phase increase, one can see that the roll up of the positive structure affects the negative one. Due to the induction of the array of positive vortex rings, the negative structure will move in a radially outward trajectory, jumping over the positive structure (phase 60° to 180°). At the same time, the strain field stretches the negative structure. Figure 11 shows a scheme of the strain field produced by the array of positive vortex rings, in which the negative structures develop.

Due to these effects, one can distinguish two regions in the streamwise domain: the region of the vortex ring and the braid region or region between two consecutive vortex rings. The negative structure is initially under the influence of its upstream positive ring, and it folds over it. Later, the structure is convected upstream (relative to the rings) due to its own development into a low-speed region. Finally, it may interact with the following ring and its successors. Figure 10 shows this behaviour. For example, the image for phase 120° shows four lateral structures. The first one (from left to right) is folding over its following positive vortex ring. The second is located in an intermediate region between what initially was its following positive vortex ring and its successor. The third one is already in the region of the successor, etc.

Figures 12, 13, 14, and 15 show transverse cuts at different axial positions (0 , $D/2$, D and $2D$ from the nozzle exit, respectively) and for the same phases as before. The images complete the information about the appearance and development of the different vortical structures. Streamwise vorticity is better captured in these cuts.

Figure 12 shows that the structures appear already at the nozzle exit. According to the axial forcing, two periods can be discriminated. From phase 0° to 180° external fluid enters the nozzle due to the low or negative velocity zones that the inner velocity profile presents. At

phase 210° , the inner velocity in the periphery is no longer smaller than the outer velocity and fluid comes out from the valleys.

One can see the formation and development of streamwise structures in the form of pairs of vortex filaments. The laser sheet cuts across the filaments. Maybe one can differentiate two types of structures, one forming in the outside of the jet (phase 210° to 300°) and one forming in the inside (phase 0° to 180°). Those two types are opposed by a sign change in each azimuthal location. The 180° plane change due to the developing of a cusp (in the axis of the vortex ring) can explain it. A pair of streamwise vortex filaments can be seen, appearing half way between the valleys and the crests, from phase 0° to phase 180° , getting clearer and clustering two by two at the crests as phase increases. At phase 150° and 180° similar structures appear at the same time, on top of the first ones. They can be explained as being located on the outer face of the negative structure that is already formed, while the firsts are formed in the inner face of that structure. Later, as the positive vortical structure appears, the second type of streamwise structures can be seen, clustering now around the valleys from phase 210° to 300° . Probably one can also see (phase 210° and 240° in the valleys) their continuity, although a sign change appears again due to the folding of the filaments. This geometry is sketched in a simple 3D graph in the same figure.

These two types of vorticity structures can be easily recognised further downstream, in the images of figure 13 to 15. The outer structure, clustering in the valleys, exists initially in the outside of the positive vortex ring and later develops to its downstream side (figure 13, phase 150° and 180° , figure 14, phase 270° to 330°). At $z = 2D$, those structures are already in the surroundings of the following positive vortex ring (figure 15, phase 150° to 240°). All this motions represent a continuous pursuit of the negative structure observed in the images of figure 10.

Some other interesting aspects according this structure can be visualise. Figure 13 phase 90° shows that the outer streamwise structure develops in the inner part of the vortex ring, now facing to the axis and at the same azimuthal locations. On the other hand, figure 14 phase 300° shows a tangential section of the streamwise vortex filaments. As, at that stage, they are heavily curved, crosscuts of the vortex filaments appear in the two extremes of the structure. The cut on the inner side is clearer in figure 15, phase 240° .

From all these observations, it might follow that the pair of counter-rotating streamwise filaments that approach in the valleys in the ring region connect to what, in the longitudinal

images, has been called a negative structure. In fact, they all form the negative vortex ring. The reason of such a complicated geometry is that the strain field heavily distorted the initial negative vortex ring. Initially, the nozzle geometry affects this weak vortex ring, and afterwards the strain field of the array of positive vortex rings heavily stretches the part of the structure that has been re-directed in the streamwise direction. This process might ultimately lead, via reconnection of the stretched filaments disposed in the streamwise direction, to the developing of a closed vortex loop ejection as those that appear in figure 7.

Streamwise structures developing in the inner side of the jet also approach two by two to form pairs of counter-rotating vortex filaments at the crests. These structures exist in the braid region and gradually develop into the adjacent positive vortex rings cores. This can be seen in figure 13, phase 210° to 330° , figure 14, phase 330° to 60° , figure 15, phase 150° to 240° .

On the other hand, the ejection-like shape that appears on phase 120° and followings of figure 15 (aligned with crests) may be thought to be also a preliminary step towards an ejection event. Nevertheless, figure 10 shows that it corresponds to a part of the positive vortex ring that retards. A clearer visualisation of the effect shows up moving further from the nozzle exit, as it appears in figure 16, specially between $z = 6D$ and $7D$.

The retard on the crests of the positive vortex ring, now being shown, produces a wavy shape on the vortex ring, thus becoming three-dimensional. It is well accepted in the literature that the transition to three-dimensionality is directly involved with transition to turbulence. Moreover, the positive vortex ring seems to still be the primary source of mixing. Therefore, this last effect becomes of importance.

Coming back to the ejection-like structure, a series of longitudinal cuts of the jet were performed on planes at different radial distances from the axial plane. The results, for phase 0° , can be seen in figure 17, where a valley has been placed in the middle of the image (the laser sheet moves away from the camera). One can identify three different positive vortex rings. The nearest to the nozzle exit is not yet formed although some structures may be disregarded. However, the most interesting result shows in the upstream side of the two developed positive vortex rings. There, the ejection-like structure has been folded 180° degrees and appears at the side nearer to the nozzle in a typical mushroom-like shape (a, b). Different cuts of the pair of counter-rotating filaments are shown as the laser sheet moves further from the axis. Finally ($r = 2,6 R$), the first structure (a), whose lateral spread is still incipient, disappear. Eventually, one can see a third ejection-like structure (c) in some images. These results show clearly the

continuity of the heavily distorted negative vortex ring, from the positive vortex ring core to the ejection-like structure head. Moreover, they show the possibility of reconnection of the filaments, as the stretching will continue.

References

- ¹A. Michalke and P. Freymuth, "The instability and the formation of vortices in a free shear layer," AGARD Conf. Proc. 4, 2. (1966).
- ²H. Becker and T. Massaro, "Vortex evolution in a round jet," J. Fluid Mech. 31, p. 435–448 (1968).
- ³G. S. Beavers and T. A. Wilson, "Vortex growth in jets," J. Fluid Mech. 44, p. 97–112 (1970).
- ⁴S. Crow and F. M. Champagne, "Orderly structure in jet turbulence," J. Fluid Mech. 48, p. 547–591 (1971).
- ⁵J. Cohen and I. Wygnanski, "The evolution of instabilities in the axisymmetric jet. Part 1. The linear growth of disturbances near the nozzle," J. Fluid Mech. 176, p. 191–202 (1987).
- ⁶A. J. Yule "Large scale structure in the mixing layer of a round jet," J. Fluid Mech. 89, p. 413–432 (1978).
- ⁷J. Tso and F. Hussain, "Organized motions in a fully developed turbulent axisymmetric jet," J. Fluid Mech. 203, p. 425–448 (1989).
- ⁸S. D. Widnall, D. B. Bliss and C. Y. Tsai, "The instability of short waves on a vortex ring," J. Fluid Mech. 66, p. 35–47 (1974).
- ⁹T. Maxworthy, "Some experimental studies of vortex rings," J. Fluid Mech. 81, p. 465–495 (1977).
- ¹⁰G. M. Corcos and S. J. Lin, "The mixing layer: Deterministic models of a turbulent flow. II – The origin of the three-dimensional motion," J. Fluid Mech. 139, p. 67–95 (1984).
- ¹¹S. J. Lin and G. M. Corcos, "The mixing layer: Deterministic models of a turbulent flow. III – The effect of plane strain on the dynamics of streamwise vortices," J. Fluid Mech. 141, p. 139–178 (1984).
- ¹²C. Alvarez and R. Martinez-Val, "Visual measurements of streamwise vorticity in the mixing layer," Phys. Fluids 27, p. 2367 (1984).
- ¹³J. C. Neu, "The dynamics of stretched vortices," J. Fluid Mech. 143, p. 253–276 (1984).
- ¹⁴J. Jimenez, M. Cogollos and L. P. Bernal, "A perspective view of the plane mixing layer," J. Fluid Mech. 152, p. 125–143 (1985).
- ¹⁵L. P. Bernal and A. Roshko, "Streamwise vortex structure in plane mixing layers," J. Fluid Mech. 170, p. 499–525 (1986).
- ¹⁶J. C. Lasheras, J. S. Cho and T. Maxworthy, "On the origin and evolution of streamwise vortical structures in a plane, free shear layer," J. Fluid Mech. 172, p. 231–258 (1986).
- ¹⁷W. T. Ashurst and E. Meiburg, "Three-dimensional shear layers via vortex dynamics," J. Fluid Mech. 189, p. 87–116 (1988).
- ¹⁸J. C. Lasheras and H. Choi, "Three dimensional instability of a plane shear layer: an experimental study of the formation and evolution of streamwise vortices," J. Fluid Mech. 189, p. 53–86 (1988).
- ¹⁹L. Huang and C. Ho, "Small-scale transition in a plane mixing layer," J. Fluid Mech. 210, p. 475–500 (1990).
- ²⁰K. J. Nygaard and A. Glezer, "Evolution of streamwise vortices and generation of small-scale motion in a plane mixing layer," J. Fluid Mech. 231, p. 257–301 (1991).

- ²¹J. H. Bell and R. D. Mehta, "Measurements of the streamwise vortical structures in a plane mixing layer," *J. Fluid Mech.* 239, p. 213–248 (1992).
- ²²J. C. Lasheras and E. Meiburg, "Experimental and numerical investigation of the three dimensional transition in plane wakes," *J. Fluid Mech.* 190, p. 1–30 (1988).
- ²³B. Bays–Muchmore and A. Ahmed, "On streamwise vortices in turbulent wakes of cylinders," *Phys. Fluids A* 5, 2, p. 387–392 (1993).
- ²⁴H. Mansy, P. Yang and D. R. Williams, "Quantitative measurements of three–dimensional structures in the wake of a circular cylinder," *J. Fluid Mech.* 280, p. 277–296 (1994).
- ²⁵C. H. K. Williamson, "Three–dimensional wake transition," *J. Fluid Mech.* 328, p. 345–407 (1996).
- ²⁶J. C. Agui and L. Hesselink, "Flow visualization and numerical analysis of a co–flowing jet – A three–dimensional approach," *J. Fluid Mech.* 191, p. 19–45 (1988).
- ²⁷D. Liepmann and M. Gharib, "The role of streamwise vorticity in the near field entrainment of a round jet," *J. Fluid Mech.* 245, p. 643–668 (1992).
- ²⁸J. E. Martin and E. Meiburg, "Numerical investigation of three–dimensionally evolving jets subject to axisymmetric and azimuthal perturbations," *J. Fluid Mech.* 230, p. 271–318 (1991).
- ²⁹F. Grinstein, E. Gutmark, T. Parr, D. Hanson–Parr and U. Obeysekare, "Streamwise and spanwise vortex interaction in an axisymmetric jet," *Phys. Fluids* 8, p. 1515–1524 (1996).
- ³⁰C. H. K. Williamson, "Vortex dynamics in the cylinder wake," *Annual Review of Fluid Mechanics* 28, p. 477–539 (1996).
- ³¹J. C. Lasheras, A. Liñan, A. Lecuona and P. Rodriguez, "Vorticity dynamics in three dimensional pulsating co–flowing jet diffusion flames," 24th Symposium on Combustion, p. 325–332 (1992).
- ³²P. A. Monkewitz and E. Pfizenmaier, "Mixing by 'side jets' in strongly forced and self–excited round jets," *Phys. Fluids A* 3, p. 1356–136 (1991).
- ³³A. K. M. F. Hussain "Coherent structures and turbulence," *J. Fluid Mech.* 173 p. 303–356 (1986).
- ³⁴K. Prestidge and J. C. Lasheras, "Entrainment and mixing patterns in co–flowing forced jets subjected to axial and azimuthal forcing," *Proc. 11th Symposium on Turbulent Shear Flows, Grenoble; vol. 2, 22, p. Dic–17 (1997).*

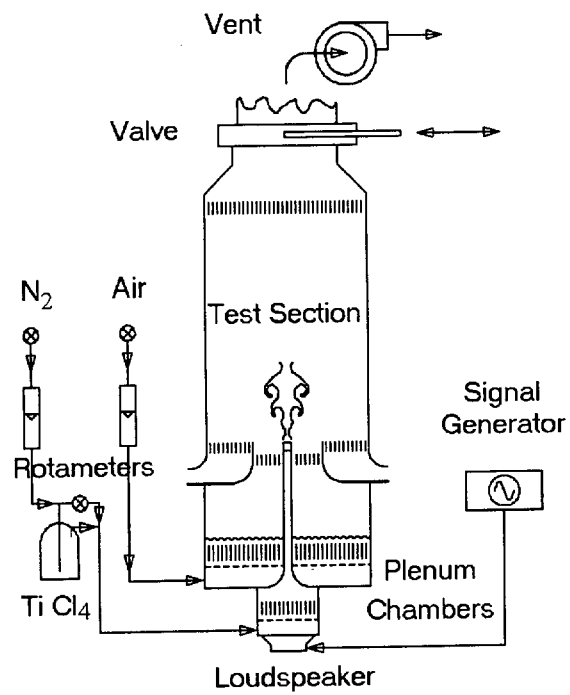


Figure 1. Layout of the flow facility.

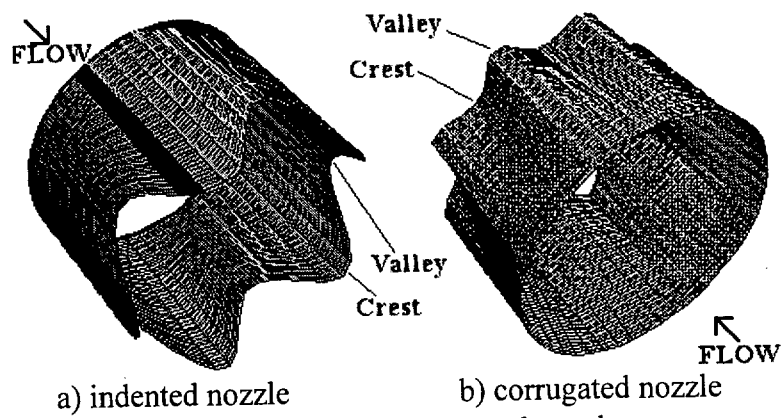


Figure 2. Outlet of five-lobes indented and corrugated nozzles.

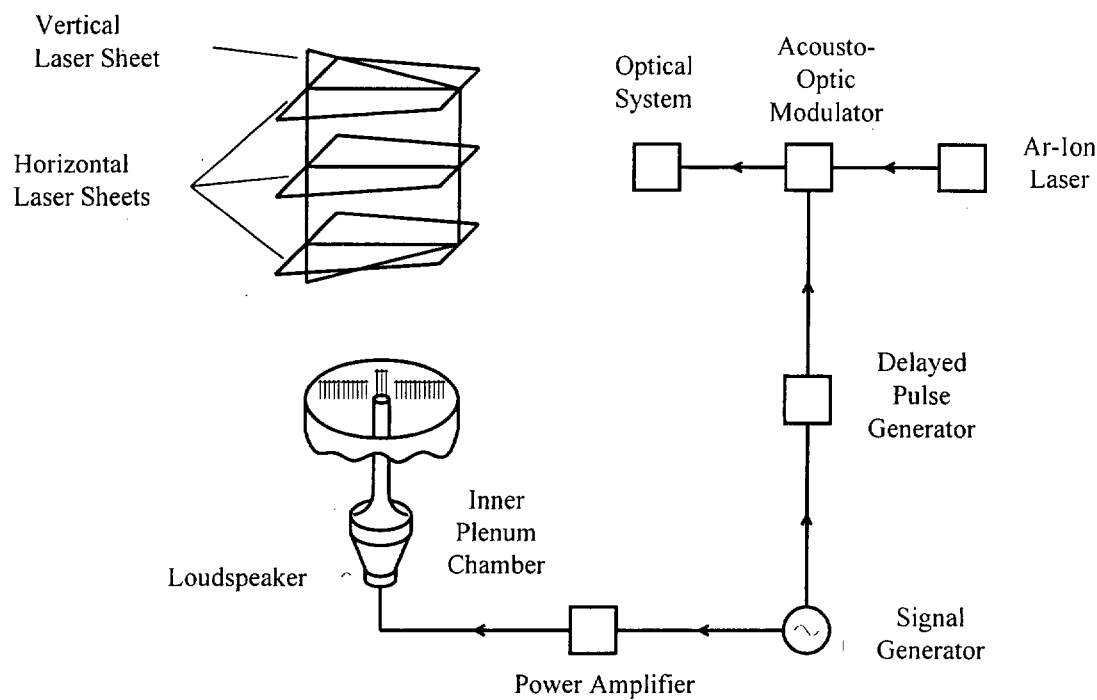


Figure 3. Scheme of the visualisation techniques arrangement.

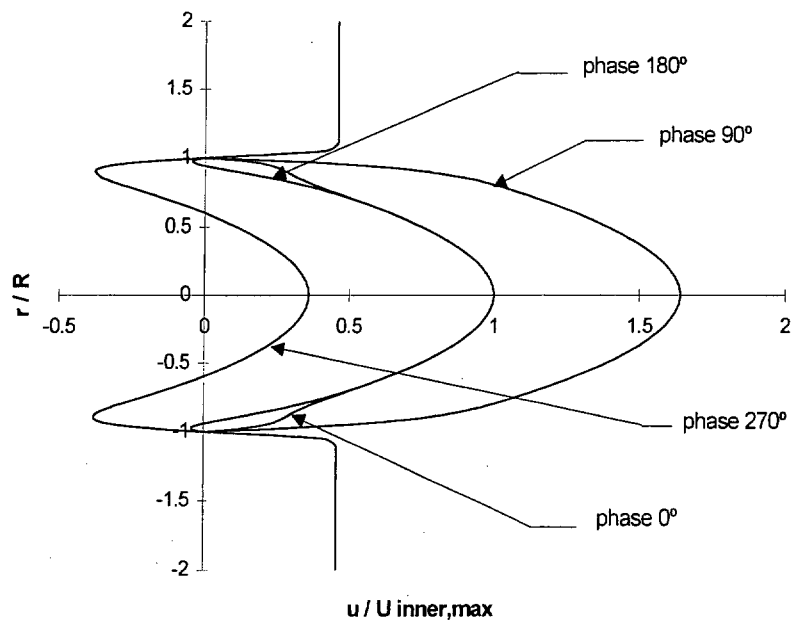


Figure 4. Profiles of non-dimensional axial velocity in the radial direction for four phases of the sinusoidal perturbation. $\Lambda = 1.57 \cdot 10^{-3}$, $\varepsilon = 1.02 \cdot 10^2$ ($St = 0.53$, $Re = 770$, $Ap = 0.64$)

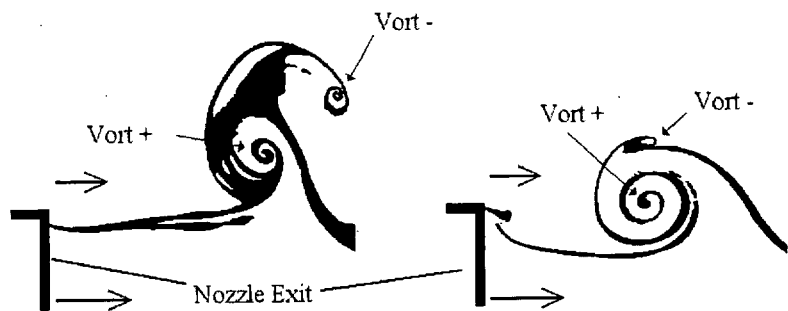


Figure 5. Arrangements of the azimuthal vorticity near the nozzle exit. Concentrations of positive and negative vorticity. Note that only half of the nozzle appears in the field of view.

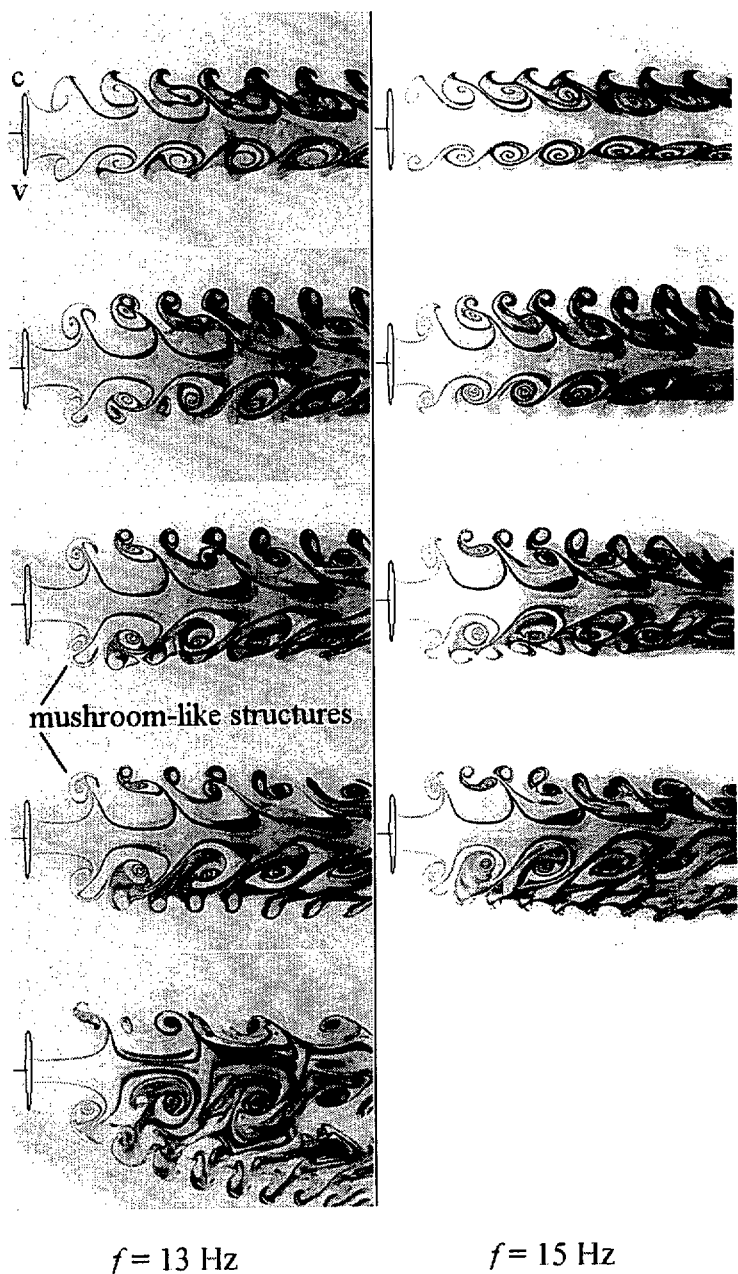


Figure 6. Longitudinal cuts along the flow axis for varying forcing parameters. Corrugated nozzle. Flow comes from left to right. A crest (c) is on top and a valley (v) on bottom.

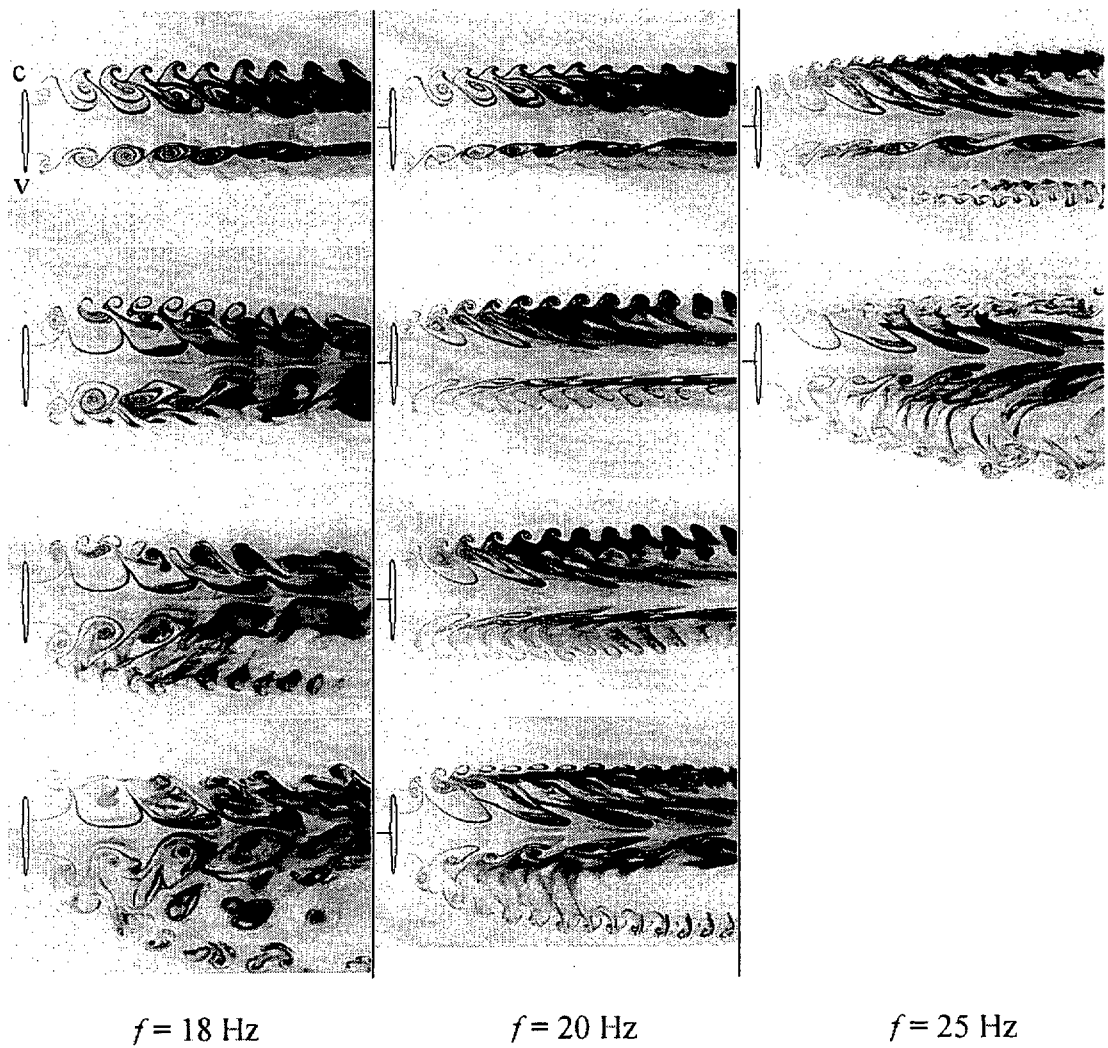


Figure 6. (cont) Longitudinal cuts along the flow axis for varying forcing parameters. Corrugated nozzle. Flow comes from left to right. A crest (c) is on top and a valley (v) on bottom.

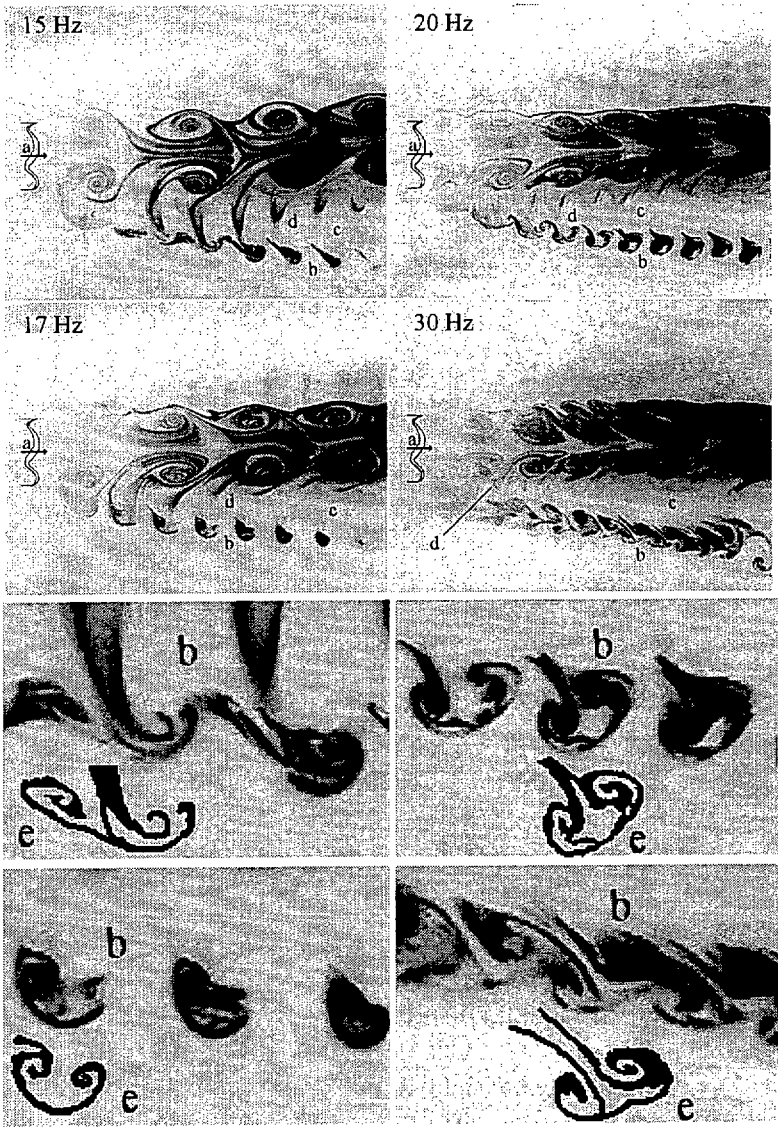


Figure 7. Configurations of valley ejection events. The four top images show the complete field of view for four ejection configurations, involving different axial forcing frequencies. The images show the inner jet discharging from an indented nozzle (a), the appearance of lateral ejections (b), the break up of the bond between ejection and jet core (c), and that some residual negative vorticity remains near the jet core after the break up (d). The bottom images show close-ups of the lateral structures (b). Underneath the actual images, post-processed images appear (e), intended for an easier visualisation of the closed vortex loop structure of the ejection.

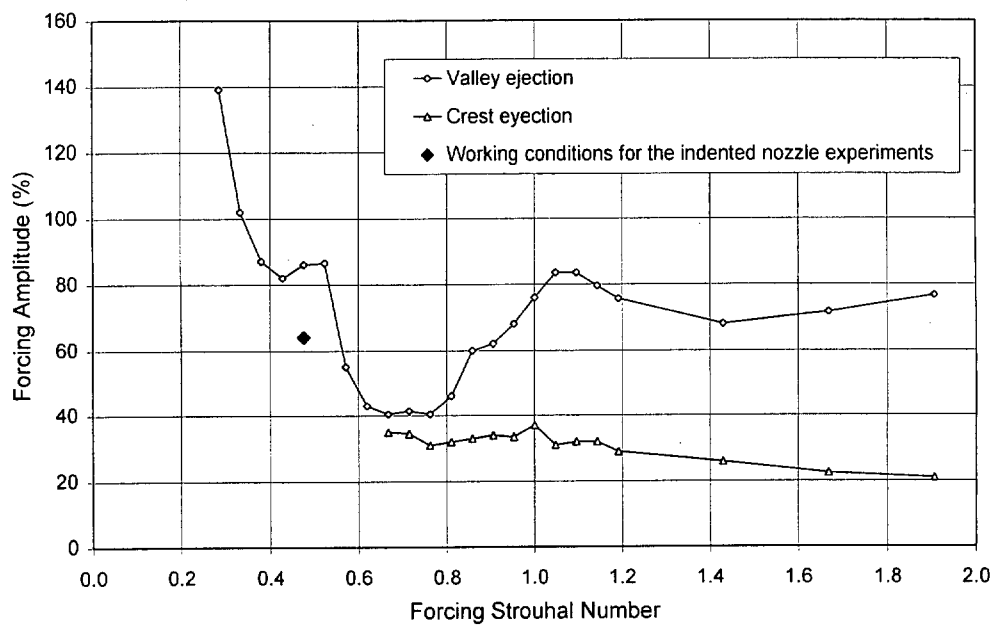


Figure 8. Appearance of ejection events. Corrugated nozzle.

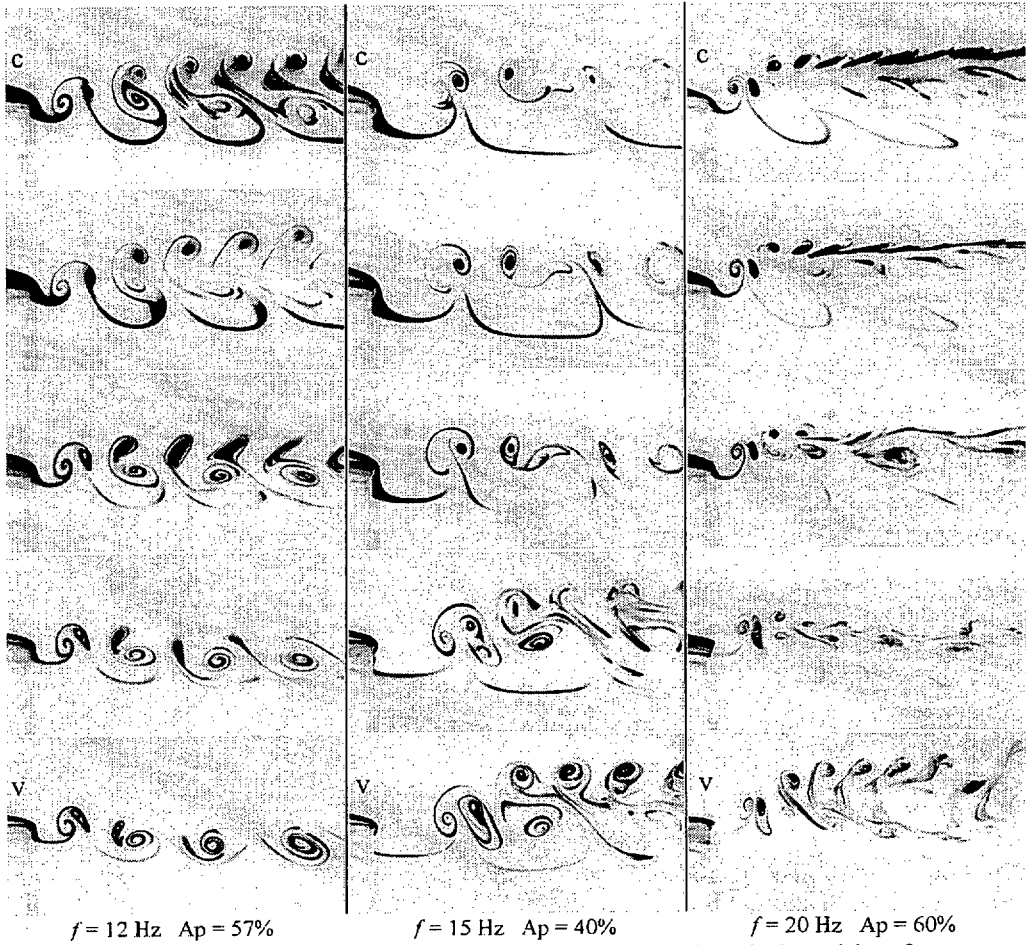


Figure 9. Longitudinal cuts along the flow axis for varying azimuthal position from crest (top) to valley (bottom). Three characteristic configurations. Corrugated nozzle. Flow from left to right.

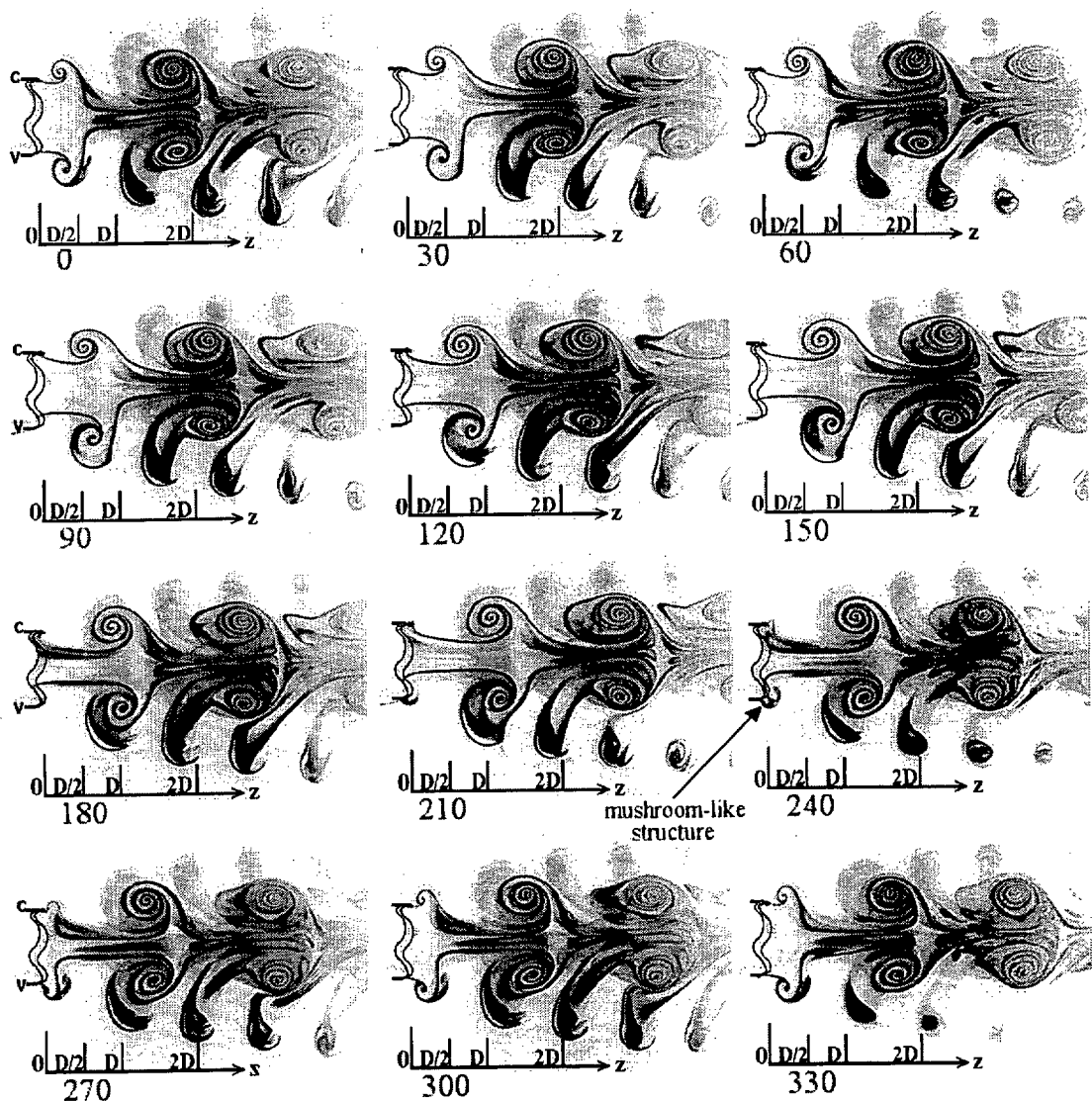


Figure 10. Longitudinal cuts along the flow axis for phases ranging from 0° to 330° . Indented nozzle. Flow comes from left to right. A crest (c) is on top and a valley (v) on bottom.

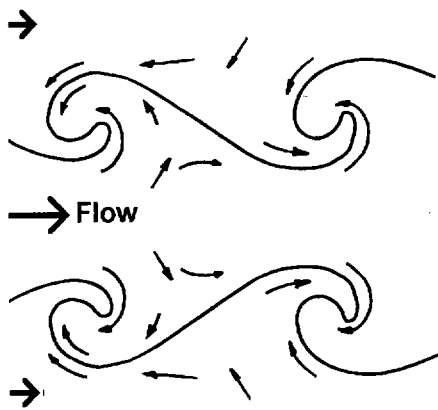


Figure 11. Scheme of the strain field produced by the array of positive vortex rings.

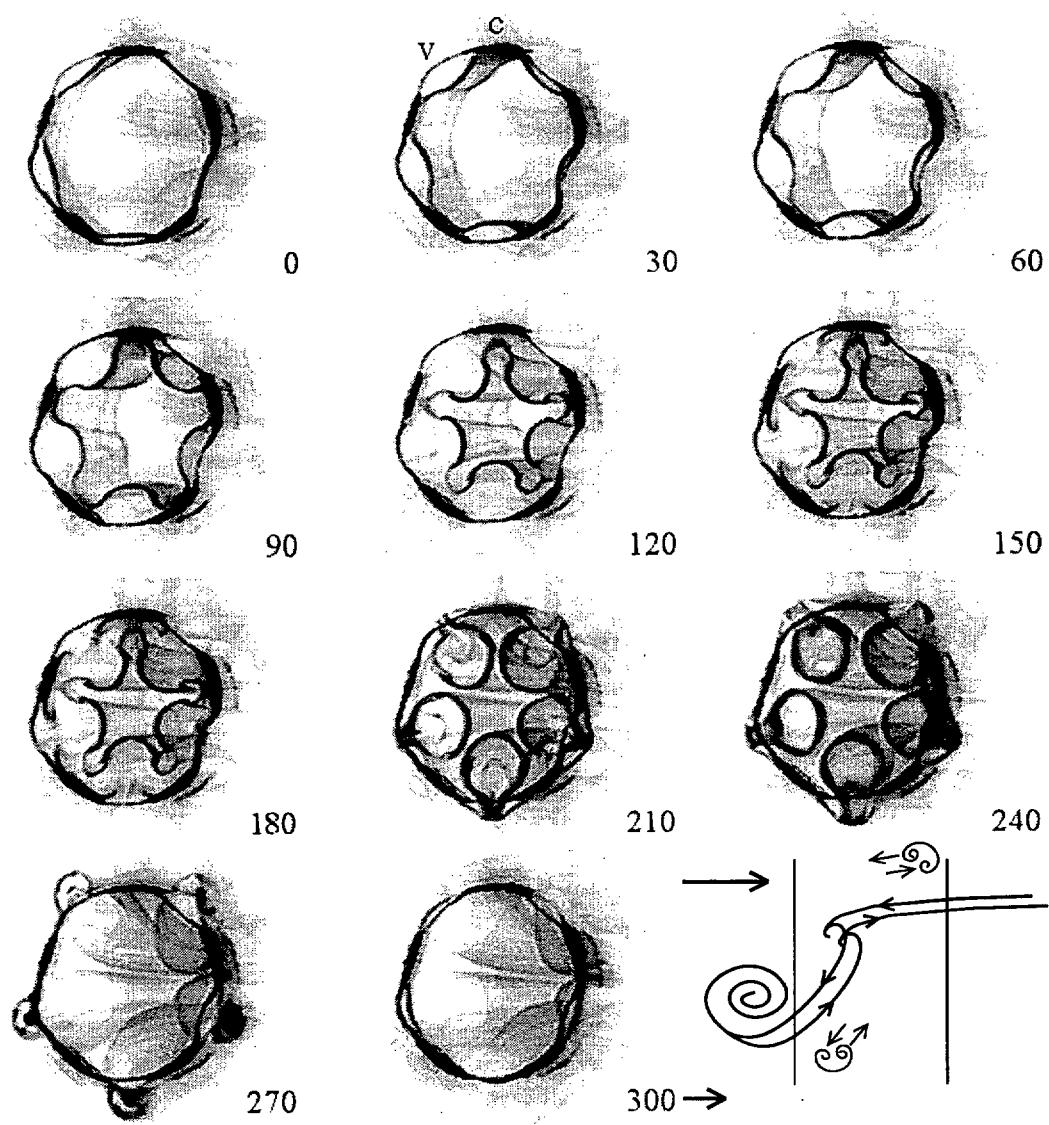


Figure 12. Transverse cuts at the nozzle exit ($z = 0$) for different phases. Indented nozzle. Phase 30 shows azimuthal positions aligned with a crest of the sinusoidal profile (c), and aligned with a valley of the sinusoidal profile (v). The 3D sketch in the lower right corner explains the appearance of inner and outer azimuthal structures in the valleys.

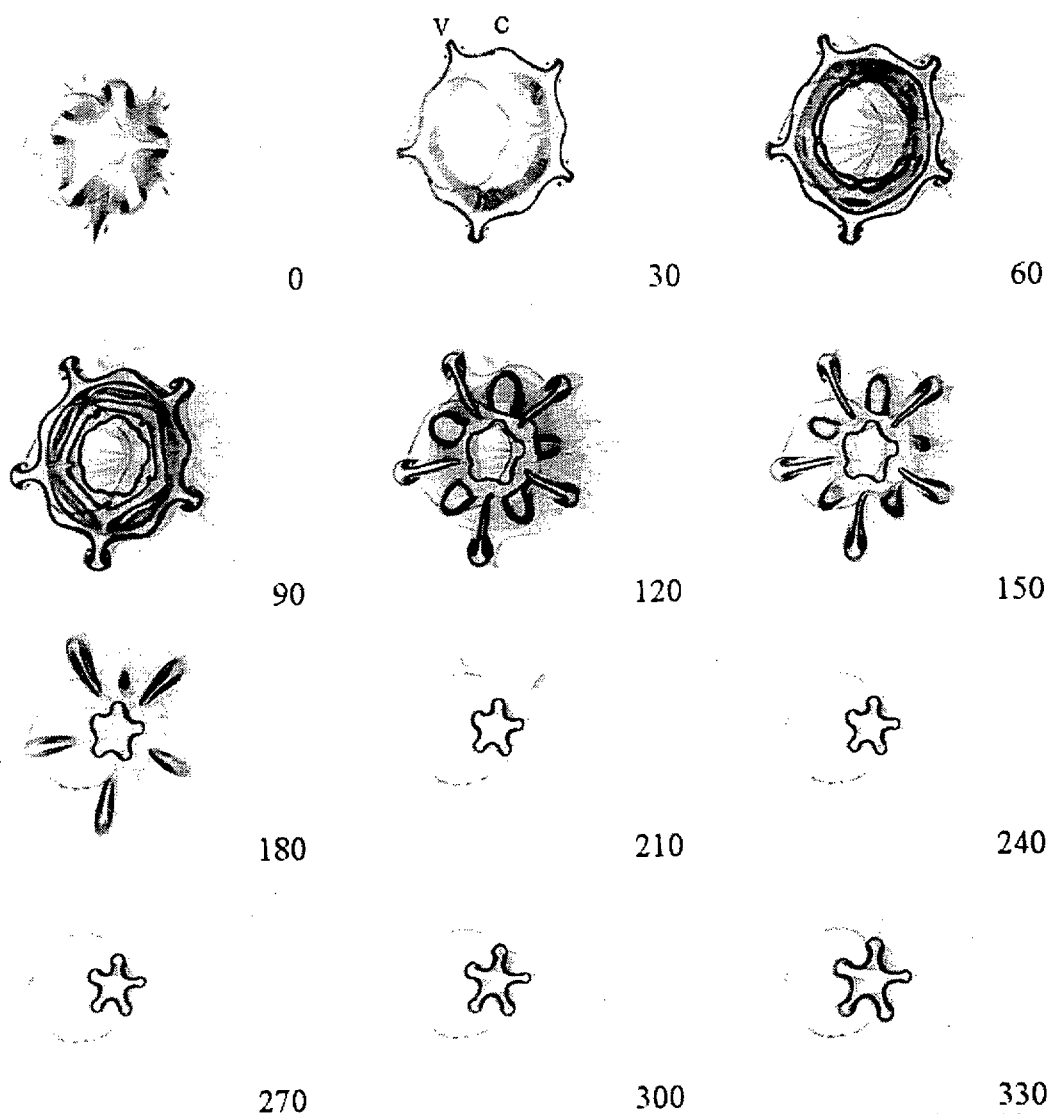


Figure 13. Transverse cuts at $z = D/2$ for different phases. Indented nozzle. Phase 30 shows azimuthal positions aligned with a crest of the sinusoidal profile (c), and aligned with a valley of the sinusoidal profile (v).

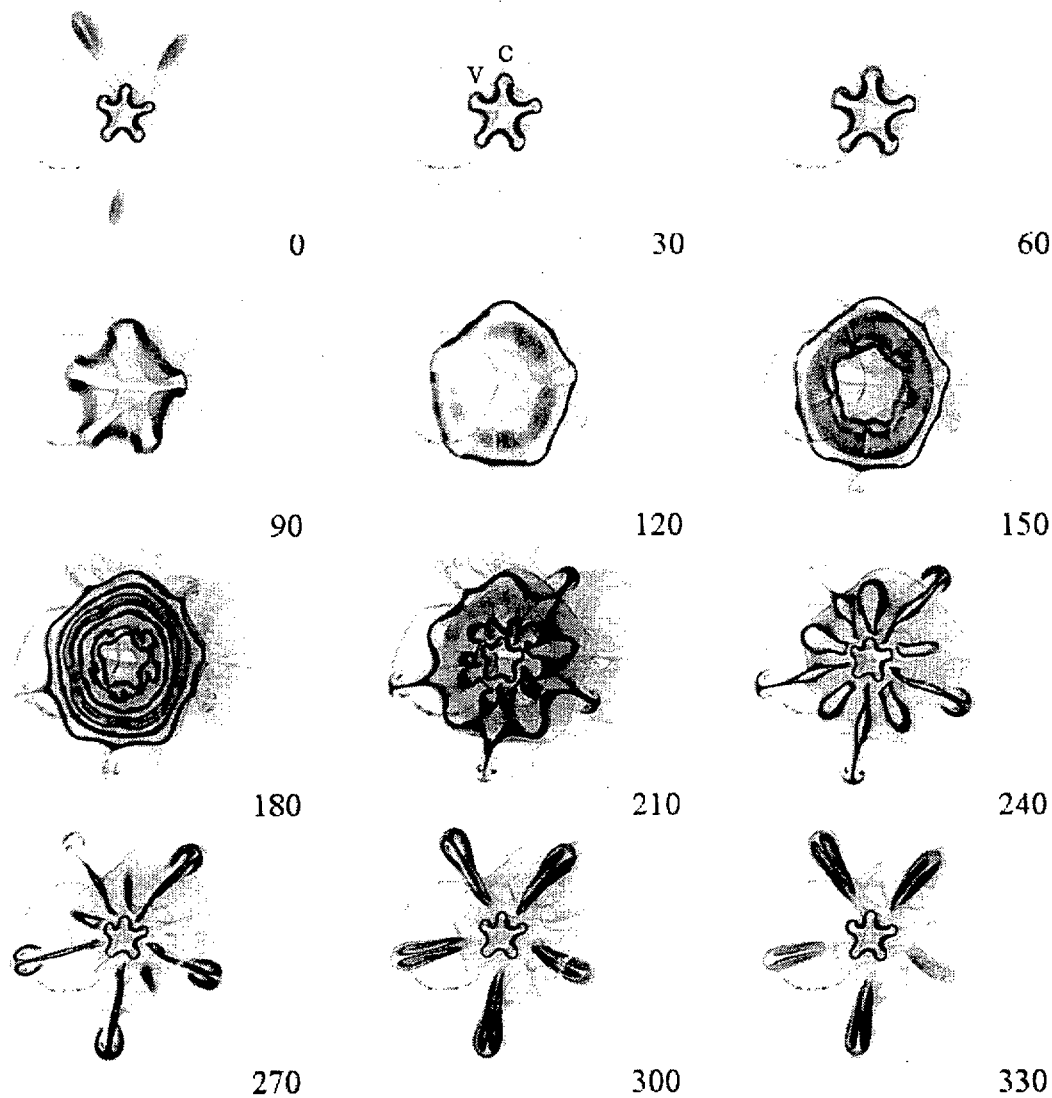


Figure 14. Transverse cuts at $z = D$ for different phases. Indented nozzle. Phase 30 shows azimuthal positions aligned with a crest of the sinusoidal profile (c), and aligned with a valley of the sinusoidal profile (v).

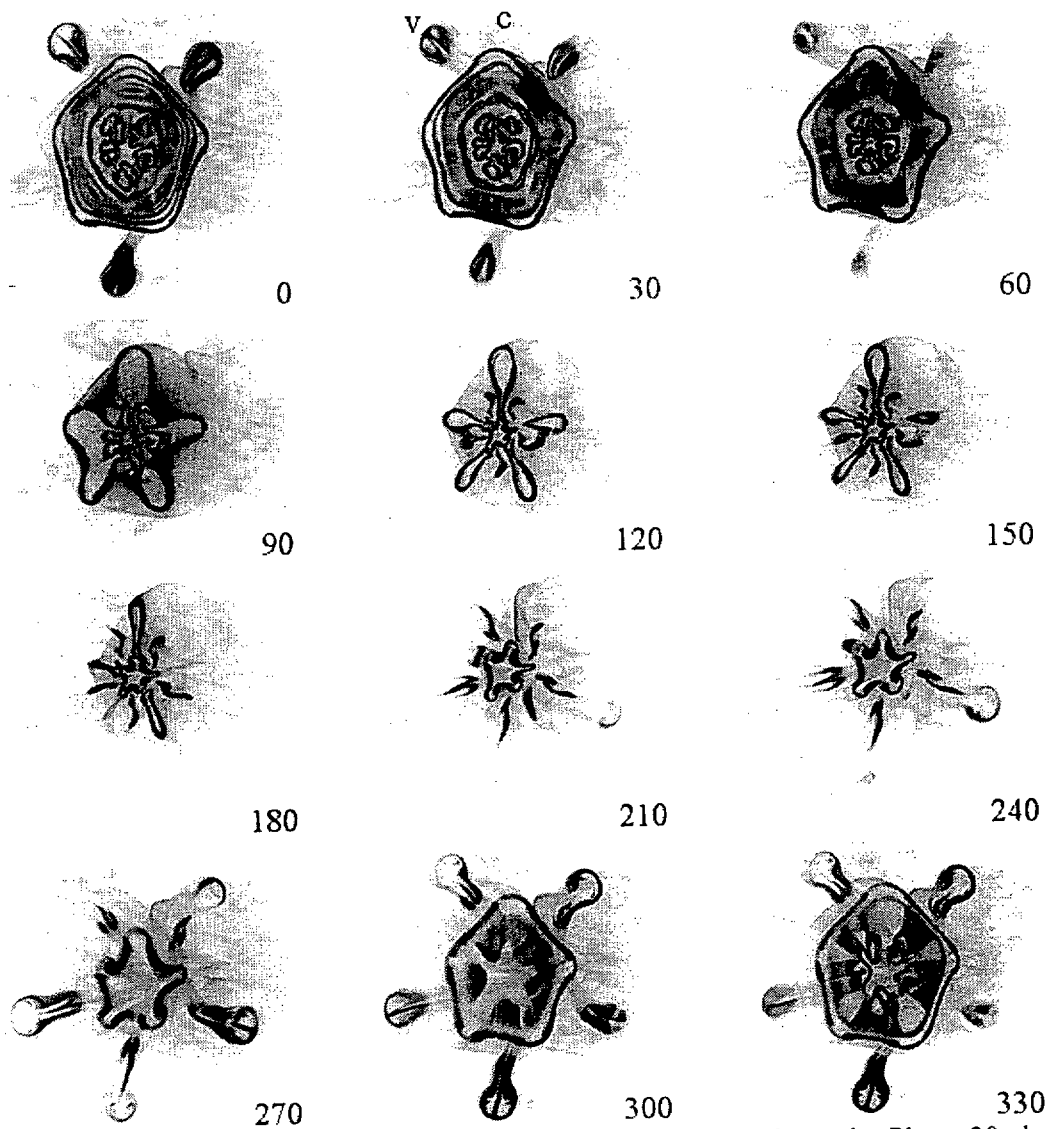


Figure 15. Transverse cuts at $z = 2D$ for different phases. Indented nozzle. Phase 30 shows azimuthal positions aligned with a crest of the sinusoidal profile (c), and aligned with a valley of the sinusoidal profile (v).

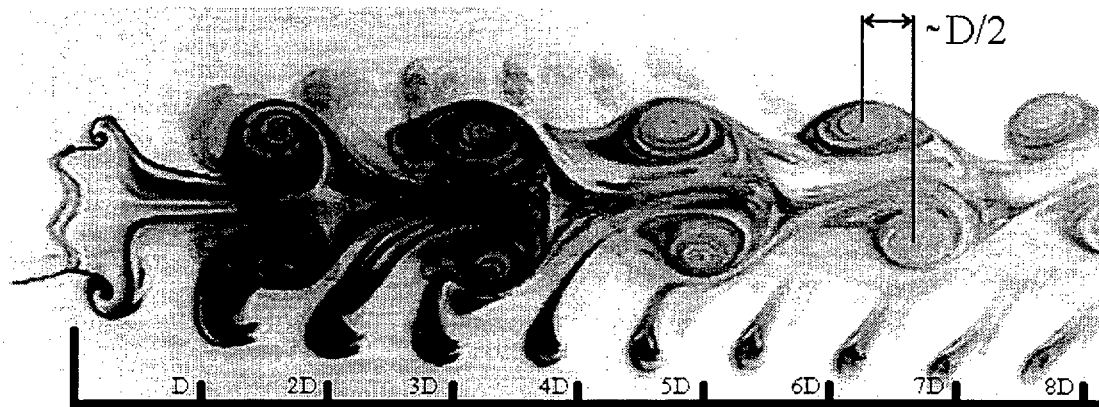


Figure 16. Longitudinal cut along the flow axis for phase 0°. Indented nozzle. The upper structures are not crest ejection events but the out of plane shadow of adjacent valley ejection events.

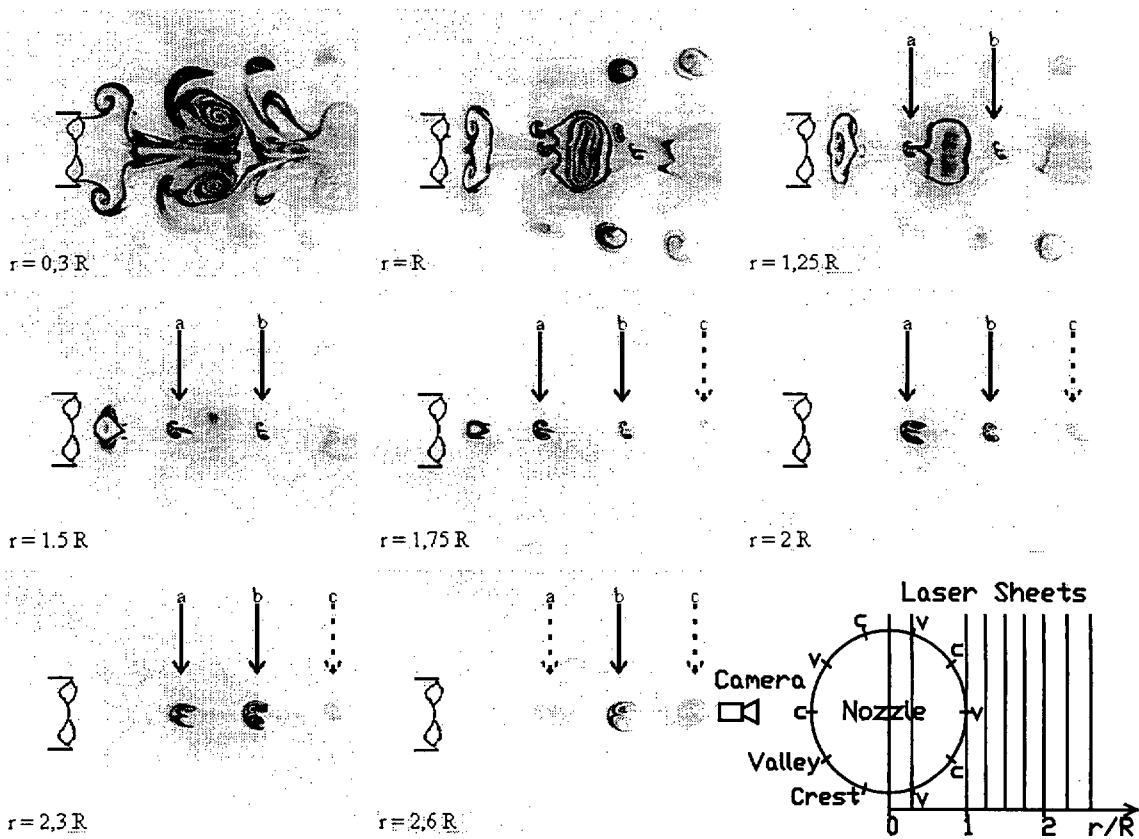


Figure 17. Longitudinal cuts on planes at different radial distances from the axial plane and parallel to it. Indented nozzle. A sketch of the layout is on the bottom right.

Referencias

- [Abrahamson y Lonnes 1995] Abrahamson, S. and Lonnes, S. 1995. Uncertainty in calculating vorticity from 2D velocity fields using circulation and least-squares approaches. *EiF* 20, p. 10-20.
- [Adrian 1984] Adrian, R. 1984. Scattering particle characteristics and their effect on pulsed laser measurements of fluid flow - Speckle velocimetry vs. particle image velocimetry. *Applied Optics* 23, p. 1690-91.
- [Adrian, 1990] Adrian, R. 1991. Particle-imaging technics for experimental fluid mechanics. *ARFM* 23, p. 261-304.
- [Agüi y Hesselink 1988] Agüi, J. C. and Hesselink, L. 1988. Flow visualization and numerical analysis of a coflowing jet - A three-dimensional approach. *JFM* 191, p. 19-45.
- [Alvarez y Martinez-Val 1984] Alvarez, C. and Martinez-Val, R. 1984. Visual measurement of streamwise vorticity in the mixing layer. *PoF* 27 p. 2367.
- [Andreotti et al. 1997] Andreotti, B., Douady, S. and Couder, Y. 1997. About the interaction between vorticity and stretching in coherent structures. *Proc. Turbulence modeling and vortex dynamics*, Istanbul 1996.
- [Antonia y Bilger 1973] Antonia, R. and Bilger, R. 1973. An experimental investigation of an axisymmetric jet in a co-flowing air stream.. *JFM* 61, p. 805-822.
- [Arnette et al. 1993] Arnette, S. A., Samimy, M. and Elliott, G. S. 1993. On streamwise vortices in high Reynolds number supersonic axisymmetric jets. *PoF A*, 5, 1 p. 187-202.
- [Arcoumanis et al. 1990] Arcoumanis, C., McGuirk, J.J. and Palma, J.M.L.M: 1990. On the use of fluorescent dyes for concentration measurements in water flows. *EiF* 10, p. 177-180.
- [Aris 1962] Aris, R. 1962. "Vectors, tensors and the basic equations of fluid mechanics". Ed. Dover, New York.
- [Ashurst y Meiburg 1988] Ashurst, W.T. and Meiburg, E. 1988. Three-dimensional shear layers via vortex dynamics. *JFM* 189, p. 87-116.
- [Babiano et al. 1999] Babiano, A., Basdevant, C. and Duval, V. 1999. Turbulent diffusion in the stratosphere studied by constant level balloons: the Strateole-Vorcore experiment. *Proc. Fluxes and structures in fluids*, Sanct Petersburg 1999.
- [Batchelor y Gill 1962] Batchelor, G.K. and Gill, A.E. 1962. Analysis of the stability of axisymmetric jets. *JFM* 14, p. 529-551.

- [Bays-Munchmore y Ahmed 1993] Bays-Muchmore, B. and Ahmed, A. 1993. On streamwise vortices in turbulent wakes of cylinders. *PoF A*, 5, 2, p. 387-392.
- [Beavers y Wilson 1970] Beavers, G.S. and Wilson, T.A. 1970. Vortex growth in jets. *JFM* 44, p. 97-112.
- [Becker y Massaro 1968] Becker, H. and Massaro, T. 1968. Vortex evolution in a round jet. *JFM* 31, p. 435-448.
- [Bell y Mehta 1992] Bell, J. H. and Mehta, R. D. 1992. Measurements of the streamwise vortical structures in a plane mixing layer. *JFM* 239, p. 213-248.
- [Bernal 1981] Bernal, L.P. 1981. The coherent structure of plane mixing layers. PhD thesis, California Institute of Technology.
- [Bernal y Roshko 1986] Bernal, L. P. and Roshko, A. 1986. Streamwise vortex structure in plane mixing layers. *JFM* 170, p. 499-525.
- [Blevins 1984] Blevins, R.D. 1984. "Applied fluid dynamics handbook. Krieger Publishing Co., Florida.
- [Bradbury y Khadem 1975] Bradbury, L. and Khadem, A. 1975. The distortion of a jet by tabs. *JFM* 70, p. 801-813.
- [Bradshaw y Koh 1981] Bradshaw, P. and Koh, Y.M. 1981. A note on Poisson's equation for pressure in a turbulent flow. *PoF* 24, p. 777.
- [Bradshaw y Pankhurst, 1965] Bradshaw, P. and Pankhurst, R.C. 1965. The design of low speed wind tunnels. En "Progress in aeronautical sciences", vol.5. Pergamon Press, New York, Mac Millan Co.
- [Brancher et al. 1994] Brancher, P., Chomaz J. and Huerre, P. 1994. Direct numerical simulations of round jets: vortex induction and side jets. *PoF* 6, p. 1768-1774.
- [Breidenthal 1979] Breidenthal, R.E. 1979. Chemically reacting, turbulent shear layer. *AIAA J.* 17, p. 310-311.
- [Breidenthal 1981] Breidenthal, R.E. 1981. Structure in turbulent mixing layers and wakes using a chemical reaction. *JFM* 109, p.1-24.
- [Browand y Laufer 1975] Browand, F.K. and Laufer, J 1975. The role of large scale structures in the initial development of circular jets. *Proc. 4th Symp. Turbulence in Liquids*, University of Missouri-Rolla.
- [Brown y Roshko 1974] Brown, G.L. and Roshko, A. 1974. On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *JFM* 64, p. 775-816.
- [Butler y Farrell 1992] Butler, K.M. and Farrell, B.F. 1992. Three-dimensional optimal perturbations in viscous shear flow. *PoF A*, 4, 8, p. 1637-165.
- [Cohen y Wygnanski 1985a] Cohen, J. and Wygnanski, I. 1987. The evolution of instabilities in the axisymmetric jet. Part 1. The linear growth of disturbances near the nozzle.. *JFM* 176, p. 191-219.
- [Cohen y Wygnanski 1985b] Cohen, J. and Wygnanski, I. 1987. The evolution of instabilities in the axisymmetric jet. Part 2. The flow resulting from the interaction between two waves. *JFM* 176, p. 221-235.
- [Comte-Bellot y Corrsin, 1965] Comte-Bellot, G. and Corrsin, S. 1965. The use of a contraction to improve the isotropy of grid generated turbulence. *JFM* 25, 4, p. 657-682.
- [Corcos y Lin 1984] Corcos, G. M. and Lin, S. J. 1984. The mixing layer: Deterministic models of a turbulent flow. II - The origin of the three-dimensional motion. *JFM* 139, p. 67-95.
- [Corcos y Sherman 1984] Corcos, G. M. and Sherman, F.S. 1984. The mixing layer: Deterministic models of a turbulent flow. I - Introduction and the two-dimensional flow. *JFM* 139, p. 29-65.

- [Corke et al. 1991] Corke, T., Shakib, F. and Nagib, H. 1991. Mode selection and resonant phase locking in unstable axisymmetric jets. JFM 223, p. 253-311.
- [Crow y Champagne 1971] Crow, S. and Champagne, F.M. 1971. Orderly structure in jet turbulence.. JFM 48, p. 547-591.
- [Cuerno 1992] Cuerno, C. 1992. Estudio experimental de la dinámica de las estructuras coherentes en chorros axilsimétricos reactantes y no reactantes.. PhD Thesis, ETSIA, Madrid.
- [Dahm, et al. 1992] Dahm, W.J.A., Frieler, C.E. and Tryggvason, G. 1992. Vortex structure and dynamics in the near field of a coaxial jet. JFM 241, p. 371-402.
- [Dantec 1997] Dantec 1997. FlowMap Users Guide.. Dantec Measurement Technology A/S; Tonsbakken 16-18, P.O. Box 121; DK 2740 Skovlunde; Denmark. 1994.
- [Dimotakis et al. 1983] Dimotakis, P.E., Miake-Lye, R.C. and Papantoniou, D.A. 1983. Structure and dynamics of round turbulent jets. PoF 26, p. 3185-3192.
- [Fiedler y Mensing 1985] Fiedler, H.E. and Mensing, P. 1985. The plane turbulent shear layer with periodic excitation. JFM 150, p. 281-309.
- [Freymuth 1966] Freymuth P. 1966. On transition in a separated boundary layer. JFM 25, p. 683-704.
- [Gaster et al. 1985] Gaster, M., Kit, E. and Wygnanski, I. 1985. Large-scale structures in a forced turbulent mixing layer. JFM 150, p. 23-39.
- [Ghoniem y Knio 1988] Ghoniem, A.F. and Knio, O.M. 1988. On the formation of streamwise vorticity in turbulent shear flows . AIAA Paper 88-0728.
- [Gibson 1986] Gibson, M. 1986. Hydrodynamics of confined coaxial jets. Encyclopedia of Fluid Mechanics.
- [Gladnick et al. 1990] Gladnick, P.G., Enotiadis, A.C., Larue, J.C. and Samuelsen, G.S. 1990. Near-field characteristics of a turbulentcoflowing jet. AIAA J. 28, p. 1405-1414.
- [Glauser et al. 1991] Glauser, M., Zheng, X. and Doering, C.R. 1991. The dynamics of organized structures in the axisymmetric jet mixing layer. En "Turbulence and coherent structures; Selected Papers from Turbulence 89, Grenoble, France, Sept. 18-21, 1989", Kluwer Academic Publishers.
- [Grant 1997] Grant, I. 1997. Particle image velocimetry: a review. Proc. Instn, Mech. Engr., 211, C, p. 55-76.
- [Gray 1989] Gray, C. 1989. The development of Particle Image Velocimetry for water wave studies. PhD thesis, University of Edinburgh.
- [Grinstein et al.1995a] Grinstein, F., Glauser, M. and George, W. 1995. Vorticity in jets. En "Fluid Vortices". Edited by S. Green. Kluwer Academic Publishers.
- [Grinstein et al.1995b] Grinstein, F., Gutmark, E. and Parr, T. 1995. Near field dynamics of subsonic free square jets: A computational and experimental study. PoF 7, p. 1483-1497.
- [Grinstein et al. 1996] Grinstein, F., Gutmark, E., Parr, T., Hanson-Parr, D. and Obeysekare, U. 1996. Streamwise and spanwise vortex interaction in an axisymmetric jet. PoF 8, 6, p. 1515-1524.
- [Grinstein y DeVore 1996] Grinstein, F. and DeVore, C. 1996. Dinamycs of coherent structures and transition to turbulence in free square jets. PoF 8, 5, p. 1237-1251.
- [Hardalupas et al. 1989] Hardalupas, Y., Taylor, A.M.K. and Whitelaw, J.H. 1989. Velocity and particle-flux characteristics of turbulent particle-laden jets. Proc. Royal Society (London) A, vol. 426, no. 1870, p. 31-78.
- [Hernan y Jimenez 1982] Hernan, M. and Jimenez, J. 1982. Computer analysis of a high speed film of the plane turbulent mixing layer. JFM 119, p. 323-345.
- [Hill 1965] Hill, P.G. 1965. Turbulent jets in ducted streams. JFM 22, p. 161-186.

- [Hinsch 1993] Hinsch, K.D. 1993. Particle Image velocimetry. En "Speckle metrology", edited by R.S. Sirohi. Marcel Dekker, New York.
- [Ho y Gutmark 1987] Ho, C. and Gutmark, E. 1987. Vortex induction and mass entrainment in a small aspect ratio elliptic jet. JFM 179, p. 383-405.
- [Ho y Huerre 1984] Ho, C. and Huerre, P. 1984. Perturbed free shear layers. ARFM 16, p. 365-424.
- [Hsiao y Huang 1990] Hsiao, F. and Huang, J. 1990. On the evolution of instabilities in the near field of a plane jet. PoF A, 2, p. 400-412.
- [Huang et al. 1993] Huang, H.T., Fiedler, H.E. and Wang, J.J. 1993. Limitation and improvement of PIV. Part 1.. Eif 15, p. 168-174.
- [Huang y Ho 1982] Huang, L. and Ho, C. 1982. Subharmonics and vortex merging in mixing layers. JFM 119, p. 443-473.
- [Huang y Ho 1990] Huang, L. and Ho, C. 1990. Small-scale transition in a plane mixing layer. JFM 210, p. 475-500.
- [Huerre y Monkiewitz 1990] Huerre, P. and Monkiewitz, P. 1990. Local and global instabilities in spatially developing flows. ARFM 22, p. 473-537.
- [Hussain 1986] Hussain, A.K.M.F. 1986. Coherent structures and turbulence. JFM 173, p. 303-356.
- [Hussain y Clark 1981] Hussain, A.K.M.F. and Clark, A. 1981. On the coherent structure of the axisymmetric mixing layer: a flow visualization study. JFM 104, p. 263-294.
- [Hussain y Zaman 1981] Hussain, A.K.M.F. and Zaman, K.B.M.Q. 1981. The 'preferred mode' of the axisymmetric jet. JFM 110, p. 39-71.
- [Jang et al. 1986] Jang, P.S., Gran, R.L. and Benney, D.J. 1986. On the origin of streamwise vortices in a turbulent boundary layer. JFM 169, p. 109-123.
- [Jimenez 1983] Jimenez, J. 1993. A spanwise structure in the plane shear layer. JFM 132, p. 319 y ss.
- [Jimenez et al. 1985] Jimenez, J., Cogollos, M. and Bernal, L.P. 1985. A perspective view of the plane mixing layer. JFM 152, p. 125-143.
- [Kamemoto 1989] Kamemoto, D. 1989. A study of seeding particulates for laser velocimetry applications. Master Thesis, George Washington University.
- [Knio y Ghoniem 1992] Knio, O.M. and Ghoniem, A.F. 1992. The three-dimensional structure of periodic vorticity layers under non-symmetric conditions. JFM 243 p. 353-392.
- [Kochesfahani y Dimotakis 1986] Kochesfahani, M.M and Dimotakis, P.E. 1986. Mixing and chemical reaction in a turbulent liquid mixing layer. JFM 170, p. 83-112.
- [Konrad 1976] Konrad, J.H. 1976. An experimental investigation of mixing in two-dimensional turbulent shear flows with applications to diffusion-limited chemical reactions. PhD Thesis, California Institute of Technology.
- [Lakowicz 1983] Lakowitz, M. 1983. "Principles of Fluorescence Spectroscopy". Plenum Press, New York 1983.
- [Landau y Lifschitz 1959] Landau, L.D. and Lifshitz, E.M. 1959. "Fluid mechanics". 2nd ed., Pergamon Press, 1989.
- [Lasheras et al. 1986] Lasheras, J. C., Cho, J. S. and Maxworthy, T. 1986. On the origin and evolution of streamwise vortical structures in a plane, free shear layer. JFM 172, p. 231-258.
- [Lasheras y Choi 1988] Lasheras, J.C. and Choi, H. 1988. Three dimensional instability of a plane shear layer: an experimental study of the formation and evolution of streamwise vortices.. JFM 189, p. 53-86.

- [Lasheras y Meiburg 1990] Lasheras, J.C. and Meiburg, E. 1990. Three-dimensional vorticity modes in the wake of a flat plate. *PoF A*, 2, p. 371-380.
- [Lasheras y Prestidge 1997] Lasheras, J.C. and Prestidge, K. 1997. Three-dimensional vorticity dynamics in c0flowing jets subjected to axial and azimuthal forcing. AIAA paper 97-1880.
- [Lasheras, Liñán, Lecuona y Rodríguez 1992] Lasheras, J.C., Liñán, A., Lecuona, A. and Rodríguez, P. 1992. Vorticity dynamics in three dimensional pulsating co-flowing jet diffusion flames.. 24th Symposium on combustion, p. 325-332.
- [Lebouf y Mehta 1996] Lebouf, R.L. and Mehta, R.D. 1996. Vortical structure morphology in the initial region of a forced mixing layer: roll-up and pairing. *JFM* 315, p. 175-221.
- [Lecuona et al. 1999] Lecuona, A., Ruiz-Rivas, U., Rodríguez, P. and Nogueira, J. 1999. Study of PIV measurements stability and convergence. *Europiv Consortium Book* (in preparation).
- [Liepmann 1991] Liepmann, D. 1991. Streamwise vorticity and entrainment in the near field of a round jet. *PoF A*, 3, p. 1179-118.
- [Liepmann 1995] Liepmann, D. 1995. Questions in fluid mechanics. *JFEng*. 117, p. 205-206.
- [Liepmann y Gharib 1992] Liepmann, D. and Gharib, M. 1992. The role of streamwise vorticity in the near field entrainment of a round jet. *JFM* 245 p. 643-668.
- [Lin y Corcos 1984] Lin, S. J. and Corcos, G. M. 1984. The mixing layer - Deterministic models of a turbulent flow. III - The effect of plane strain on the dynamics of streamwise vortices. *JFM* 141, p. 139-178.
- [List 1982] List, E. 1982. Turbulent jets and plumes. *ARFM* 14, p. 189-212.
- [Long y Petersen 1992] Long, T.A. and Petersen, R.A. 1992. Controlled interactions in a forced axisymmetric jet. I - The distortion of the mean flow. II - The modulation of broadband turbulence. *JFM* 235, p. 37-72.
- [Lopez y Bulbeck 1993] Lopez, J. M. and Bulbeck, C. J. 1993. Behavior of streamwise rib vortices in a three-dimensional mixing layer. *PoF A*, 5, 7, p. 1694-1702.
- [Mansy et al. 1994] Mansy, H., Yang, P. and Williams, D.R. 1994. Quantitative measurements of three-dimensional structures in the wake of a circular cylinder. *JFM* 270 p. 277-296.
- [Martin y Meiburg 1991] Martin, J.E. and Meiburg, E. 1991. Numerical investigation of three-dimensionally evolving jets subject to axisymmetric and azimuthal perturbations. *JFM* 230, p. 271-318.
- [Martin y Meiburg 1992] Martin, J.E. and Meiburg, E. 1992. Numerical investigation of three-dimensionally evolving jets under helical perturbations. *JFM* 243, p. 457-487.
- [Maxworthy 1972] Maxworthy, T. 1972. The structure and stability of vortex rings. *JFM* 51, p. 15-32.
- [Maxworthy 1977] Maxworthy, T. 1977. Some experimental studies of vortex rings.. *JFM* 81, p. 465-495..
- [Mehta 1991] Mehta, R.D. 1991. Effect of velocity ratio on plane mixing layer development: influence of the splitter plate wake. *EiF* 10, p. 194-204.
- [Mehta y Bell 1989] Mehta, R.D. and Bell, J.H. 1989. An experimental study of forced streamwise vortical structures in a plane mixing layer. *Proceedings of the 10th Australasian Fluid Mechanics Conference*, Melbourne, Australia, Dec. 11-15, 1989, Vol. 1. Parkville, Australia, University of Melbourne, 1989, p. 3.5-3.8.
- [Mei 1996] Mei, R. 1996. Velocity fidelity of flow tracer particles. *EiF* 22, p. 1-13.
- [Meiburg y Lasheras 1987] Meiburg, E. and Lasheras, J.C. 1987. Comparison between experiments and numerical simulations of three-dimensional plane wakes. *PoF* 30, p. 623-625.
- [Meiburg y Lasheras, 1988] Meiburg, E. and Lasheras, J.C. 1988. Experimental and numerical investigation of the three dimensional transition in plane wakes.. *JFM* 190, p. 1-30.

- [Meiburg y Lasheras 1990] Meiburg, E. and Lasheras, J.C. 1990. Three-dimensional vorticity modes in the wake of a flat plate. *PoF A*, 2, p. 371-380.
- [Meiburg, Lasheras y Martin] Meiburg, E., Lasheras, J.C. and Martin, J. 1991. En "Turbulent shear flows 7". Springer-Verlag, Berlin.
- [Meyers 1991] Meyers, J.F. 1991. Generations of particles and seeding. *Laser Velocimetry*, von Karman Institute (VKI LS 1991-05).
- [Michalke 1988] Michalke, A. 1988. Survey on jet instability theory. *Progress on Aerospace Sciences*, 21, p. 159.
- [Michalke y Freymuth 1966] Michalke, A. and Freymuth, P. 1966. The instability and the formation of vortices in a free shear layer.. *AGARD Conference, Proceedings*, 4, 2.
- [Michalke y Hermann 1982] Michalke, A. and Hermann, G. 1982. On the inviscid instability of a circular jet with external flow. *JFM* 114, p. 343.
- [Monkewitz y Sohn 1988] Monkewitz, P. and Sohn, K. 1988. Absolute instability in hot jets. *AIAA J.*, 26, p. 911-916.
- [Monkewitz et al. 1989] Monkewitz, P., Lehmann, B., Barsikow, B. and Bechert, D. 1989. The spreading of self excited hot jets by side jets. *PoF A*, 1, p. 446-447.
- [Monkewitz et al. 1990] Monkewitz, P., Bechert, D., Barsikow, B. and Lehmann, B. 1990. Self-excited oscillations and mixing in a heated round jet. *JFM* 213, p. 611-639.
- [Monkewitz y Pfizenmaier 1991] Monkewitz, P.A. and Pfizenmaier, E. 1991. Mixing by 'side jets' in strongly forced and self-excited round jets. *PoF* 3, 2, p. 1356-1361.
- [Moore y Saffman 1975] Moore, D.W. and Saffman, P.G. 1975. The density of organized vortices in a turbulent mixing layer. *JFM* 69, p. 465-473.
- [Neu 1984] Neu, J.C. 1984. The dynamics of stretched vortices. *JFM* 143, p. 253-276.
- [Nogueira, Lecuona y Rodríguez 1997] Nogueira, J., Lecuona, A. and Rodríguez, P. 1997. Data validation, False vector correction and derived magnitudes calculation on PIV data. *MST* 8, 12, p. 1493-1501.
- [Nogueira, Lecuona y Rodríguez 1999] Nogueira, J., Lecuona, A. and Rodríguez, P. 1999. Local field correction PIV: on the increase of accuracy of digital PIV systems. *EiF* 27, p. 107-116.
- [Nygaard y Glezer 1990] Nygaard, K.J. and Glezer, A. 1990. Core instability of the spanwise vortices in a plane mixing layer. *PoF A*, 2, p. 461-464.
- [Nygaard y Glezer 1991] Nygaard, K.J. and Glezer, A. 1991. Evolution of streamwise vortices and generation of small-scale motion in a plane mixing layer. *JFM* 231, p. 257-301.
- [Oster y Wygnanski 1982] Oster, D. and Wygnanski, I. 1982. The forced mixing layer between parallel streams. *JFM* 123 p. 91-130.
- [Panchapakesan y Lumley 1993] Panchapakesan, N. and Lumley, J. 1993. Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium, part I. Air jet.. *JFM* 246, p. 197-223.
- [Panton 1984] Panton, R.L. 1984. "Incompressible flow". John Wiley and Sons.
- [Patnaik et al. 1976] Patnaik, P.C., Sherman, F.S. and Corcos, G.M. 1976. A numerical simulation of Kelvin-Helmholtz waves of finite amplitude. *JFM* 73, p. 215-240.
- [Perrier 1999] Perrier, V. 1999. Coherent structures in two dimensional turbulence: characterization and spectral analysis by the continuous wavelet transform. *Proc. Fluxes and structures in fluids*, Saint Petersburg 1999.
- [Perry et al. 1980] Perry, A.E., Lim, T.T. and Chong, M.S. 1980. The instantaneous velocity fields of coherent structures in coflowing jets and wakes. *JFM* 101, p. 243-256.
- [Perry y Lim 1978] Perry, A.E. and Lim, T.T. 1978. Coherent structures in coflowing jets and wakes. *JFM* 88, p. 451-463.

- [Perry y Tan 1984] Perry, A.E. and Tan, D.K.M. 1984. Simple three-dimensional vortex motions in coflowing jets and wakes. JFM 141, p. 197-231.
- [Pierrehumbert y Widnall 1982] Pierrehumbert, R.T. and Widnall, S.E. 1982. The two- and three-dimensional instabilities of a spatially periodic shear layer. JFM 114, p. 198.
- [Pitts 1991a] Pitts, W. 1991. Effect of global density ratio on the centerline mixing behaviour of axisymmetric turbulent jets. EîF 11, p. 125-134.
- [Pitts 1991a] Pitts, W. 1991. Reynolds number effects on the mixing behaviour of axisymmetric turbulent jets. EîF 11, p. 135-141.
- [Prestridge 1998] Prestidge, K. 1998. Vorticity Dynamics and Lateral ejections in strongly forced lobed jets. PhD Thesis, University of San Diego.
- [Prestridge y Lasheras 1996] Prestidge, K. and Lasheras, J C. 1996. Three dimensional vorticity dynamics in a coflowing, turbulent jet subjected to axial and azimuthal perturbations. European Series in Applied and Industrial Mathematics, vol. 1, p.553-564.
- [Prestridge y Lasheras 1997] Prestidge, K. and Lasheras, J C. 1997. Entrainment and mixing patterns in coflowing forced jets subjected to axial and azimuthal forcing. Symposium on Turbulent Shear Flows, 11th, Grenoble, France, Sept. 8-10, 1997, Proceedings. Vol. 2; Grenoble, France, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1997, p. 22-12 to 22-17.
- [Raghu et al. 1991] Raghu, S., Lehmann, B. and Monkiewicz, P. 1991. Advances in turbulence 3. Springer-Verlag, Berlin.
- [Reynolds y Bouchard, 1981] Reynolds, W.C. and Bouchard, E.E. 1981. The effect of forcing on the mixing-layer region of a round jet. Proc. Symp. on Unsteady turbulent shear flows; Toulouse, France, May 5-8, 1981. Berlin, Springer-Verlag, 1981, p. 402-411.
- [Robinson 1991] Robinson, S.K. 1991. Coherent motions in the turbulent boundary layer. ARFM 23, p. 601-639.
- [Rogers y Moser 1992] Rogers, M.M. and Moser, R.D. 1992. The three-dimensional evolution of a plane mixing layer - The Kelvin-Helmholtz rollup. JFM 243, p. 183-226.
- [Roshko 1980] Roshko, A. 1980. The plane mixing layer: flow visualization results and three dimensional effects. Lecture notes in Physics, vol. 136. Springer.
- [Roshko 1991] Roshko, A. 1991. The mixing transition in free shear flows. "The global geometry of turbulence", Nato Asi Series B, Vol. 268.
- [Ruiz-Rivas et al. 1999a] Ruiz-Rivas U., Lecuona A. and Rodriguez, P. 1999. Experimental study on the vorticity field structure in laminar, co-flowing, axially and azimuthally forced jets. Eur. J. M.: Fluids (in preparation).
- [Ruiz-Rivas et al. 1999b] Ruiz-Rivas U., Lecuona A. and Rodriguez, P. 1999. Visualization of the vorticity field structure in laminar, co-flowing jets, subjected to axial and azimuthal forcing. Proc.5th International Conf. Technologies. And Combustion for a clean environment, Lisbon 1999.
- [Saffman 1978] Saffman, P. 1978. The number of waves on unstable vortex rings. JFM 84, p. 625-639.
- [Saffman 1992] Saffman, P. 1992. "Vortex Dynamics". Cambridge Univversity Press.
- [Sánchez 1998] Sanchez, J.M. 1998. Estudio de Partículas para PIV en agua. Proyecto fin de carrera, Universidad Carlos III de Madrid.
- [Schmidt et al. 1995] Schmidt, T. Koster, J.N. and Hamacher, H. 1995. Particle design for displacement tracking velocimetry. MST, 6, p. 682-689.
- [Sherman 1990] Sherman, F. 1990. "Viscous flow". McGraw-Hill, New York.
- [Sreenivasan et al. 1989] Sreenivasan, K., Raghu, S. and Kyle, D. 1989. Absolute instability in variable density round jets. EîF 7, p. 309-317.

- [Strange y Crighton 1983] Strange, P.J.R. and Crighton, D.G. 1983. Spinning modes on axisymmetric jets. JFM 134, p. 231-245.
- [Tanaka y Kida 1993] Tanaka, M. and Kida, S. 1993. Characterization of vortex tubes and sheets. PoF A, 5, 9, p. 2079-2082.
- [Tio et al. 1994] Tio, K-K, Ganán-Calvo, A.M. and Lasheras, J. C. 1994. The dynamics of small, heavy, rigid spherical particles in a periodic Stuart vortex flow. PoF A, 5, 7, p. 1679-1693.
- [Tso y Hussain 1989] Tso, J. and Hussain, F. 1989. Organized motions in a fully developed turbulent axisymmetric jet. JFM 203, p. 425-448.
- [Van Dyke 1982] Van Dyke, M. 1982. "An album of fluid motion". Parabolic Press. Stanford.
- [Wei y Smith 1986] Wei, T. and Smith, C.R. 1986. Secondary vortices in the wake of circular cylinders. JFM 169, p. 513-533.
- [Westerweel 1998a] Westerweel, J. 1998. Digital particle image velocimetry. PhD Thesis, Delft University.
- [Westerweel 1998b] Westerweel, J. 1998. Effect of sensor geometry on the performance of PIV Interrogation. Proc. Lisbon 1998.
- [Wicker y Eaton 1994] Wicker, R.B. and Eaton, J.K. 1994. Near field of a coaxial jet with and without axial excitation. AIAA J. 32, 3, p. 542-546.
- [Widnall et al. 1974] Widnall, S.D., Bliss, D.B. and Tsai, C.Y. 1974. The instability of short waves on a vortex ring. JFM 66, 35-47.
- [Willert y Gharib 1991] Willert, C. and Gharib, M. 1991. Digital particle image velocimetry. EiF 10, p. 181-193.
- [Williamson 1996a] Williamson, C.H.K. 1996. Vortex dynamics in the cylinder wake. ARFM 28, p. 477-539.
- [Williamson 1996b] Williamson, C.H.K. 1996. Three-dimensional wake transition. JFM 328, p. 345-407.
- [Winnant y Browand 1974] Winnant, C.D. and Browand, F.K. 1974. Vortex pairing: the mechanism of turbulent mixing layer growth at moderate Reynolds number. JFM 63, p. 237-255.
- [Wynanski 1998]. Wynanski, I. 1998. Active flow control: a personal view. AGARD course, Madrid.
- [Wynanski et al. 1979] Wynanski, I., Oster, D., Fiedler, H. and Dzioma, B. 1979. On the perseverance of a quasi two-dimensional eddy structure in a turbulent mixing layer. JFM 93, p. 325-335.
- [Yule 1978] Yule A.J. 1978. Large scale structure in the mixing layer of a round jet.. JFM 89, p. 413-432.
- [Zaman y Hussain 1980] Zaman, K., Reeder, M. and Samimy, M. 1994. Control of an axisymmetric jet using vortex generators. PoF 6, p. 778-793.

NOTA:

EiF: Experiments in Fluids.

JFM: Journal of Fluid Mechanics.

PoF: Physics of Fluids

ARFM: Annual Review of Fluid Mechanics

MST: Measurement Science and Technology

AIAA J.: AIAA Journal